# С. Г. АНДРЕЕВ М. М. БОЙКО В. В. СЕЛИВАНОВ

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ФИЗИКИ ВЗРЫВА И УДАРА

Под редакцией заслуженного деятеля науки РФ, д.т.н., профессора **В.В. Селиванова** 

Допущено Учебно-методическим объединением вузов по университетскому политехническому образованию в качестве учебника для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности 170100 «Боеприпасы и взрыватели»



МОСКВА ФИЗМАТЛИТ® 2013 УДК 532.5:53.08 ББК 22.25 А 65

Андреев С.Г., Бойко М.М., Селиванов В.В. **Экспериментальные методы физики взрыва и удара** / Под ред. заслуженного деятеля науки РФ, д.т.н., профессора В.В. Селиванова. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. — 752 с. — ISBN 978-5-9221-1496-7.

Изложены основы теории сжимаемости конденсированных сред, устройство и характеристики техники взрывного и ударного нагружения, принципы действия измерительных и регистрирующих устройств для газодинамических экспериментов с конденсированными веществами. Рассмотрены алгоритмы нахождения характеристик веществ и газодинамических процессов в них. Учебник написан на основе материалов лекций по курсу «Экспериментальная газодинамика», читаемого студентам МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Для студентов и аспирантов технических университетов и машиностроительных вузов, а также для инженерно-технических работников, занимающихся разработкой и исследованием техники взрыва и удара.

Допущено Учебно-методическим объединением вузов по университетскому политехническому образованию в качестве учебника для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности 170100 «Боеприпасы и взрыватели».

© ФИЗМАТЛИТ, 2013

© С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов, 2013

ISBN 978-5-9221-1496-7

К 75-летию кафедры СМ-4 МГТУ им. Н.Э. Баумана

# оглавление

Предисловие	9
Основные индексы, сокращения и обозначения	15
Введение	29
Глава 1. Основные теоретические представления о сжимаемости конденсированных сред	36
§ 1. Основные представления об ударно-волновом сжатии	36
§ 2. Метод диаграмм пространственно-временных координат и параметров состояния движения	44
§ 3. Примеры использования алгоритма метода пространственно-временных координат и параметров состояния движения	55
§ 4. Расчетная оценка размеров зоны плоскосимметричного течения сре- ды при ударно-волновом воздействии и особенности течения за пределами этой зоны	88
Список литературы к главе 1	92
Глава 2. Экспериментальные исследовательские комплексы и си- стемообразующие элементы	93
§ 5. Ударные трубы	96
§ 6. Открытые полигоны	102
§ 7. Взрывные камеры	105

§ 8. Баллистические камеры	114
§ 9. Простейшая система безопасности при проведении взрывных работ	110
с использованием взрывных и баллистических камер	118
Список литературы к главе 2	123
Ілава З. Устройства взрывного и ударного нагружения для газо- динамических экспериментов	124
§ 10. Понятие начального импульса при газодинамических эксперимен-	104
Tax	124
§ 11. Характеристики нагружения среды взрывом и ударом	128
§ 12. Схемы и характеристики устройств нагружения сред взрывом и	105
ударом	195
Список литературы к главе 3	265
Глава 4. Измерительная и регистрирующая техника для газоди- намических исследований быстропротекающих процессов	267
§ 13. Устройства и приборы электрических методов регистрации и изме-	
рения быстропротекающих процессов	268
§ 14. Устройства оптических методов регистрации 14.1. Методы высокоскоростной фотографической регистра- ции (371). 14.2. Использование цифровых технологий в элек- тронно-оптических методах регистрации изображений (397). 14.3. Световые затворы (401). 14.4. Устройство и характеристики некоторых общеупотребительных приборов высокоскоростной фоторегистрации (407). 14.5. Источники света и устройства освещения (420). 14.6. Датчики и измерители-преобразователи в оптических методах исследования и регистрации процессов и объектов (440). 14.7. Передаточные элементы систем оптических методов регистрации и измерения (476).	371
§ 15. Импульсная рентгенографическая техника 15.1. Устройства вывода, или регистрирующие устройства (492).	488
15.2. Источники импульсного рентгеновского излучения (496).	

15.3. Источники питания рентгеноимпульсных трубок (502). 15.4. Установки многократного рентгенографирования (506). 15.5. Кратчайшие сведения о рентгеноимпульсных аппара- тах (509).	
§ 16. Элементная база систем синхронизации и некоторые функциональ- ные схемы экспериментов с быстропротекающими процессами 16.1. Элементная база систем синхронизации (513). 16.2. При- меры функциональных схем экспериментов (систем синхрониза- ции) (529).	512
Список литературы к главе 4	539
Глава 5. Экспериментальные методы нахождения и измерения ха- рактеристик веществ и газодинамических процессов	541
§ 17. Методы определения скорости фронта ударной волны, параметров состояния и движения сред	542
<ul> <li>§ 18. Экспериментальные методы построения ударных адиабат и изоэнтроп конденсированных сред</li></ul>	564
§ 19. Экспериментальные методы определения скорости звука в ударно сжатом веществе	587
§ 20. Экспериментальное определение параметров детонации 20.1. Кратчайший анализ характеристик детонационной волны и ее взаимодействия с преградой (597). 20.2. Экспериментальные методы определения параметров детонации (604).	596
§ 21. Экспериментальное нахождение динамики разложения конденсиро- ванных взрывчатых веществ в ударных волнах 21.1. Газодинамический анализ процесса разложения ВВ в удар- ных волнах (634). 21.2. Алгоритм эксперимента по установлению динамики разложения методом регистрации полей давления или массовой скорости (636). 21.3. Установление динамики разложения взрывчатых веществ методом квазитонких или «гомобарических» слоев (640).	632
Список литературы к главе 5	647
Глава 6. Физическое моделирование в экспериментальных иссле-	649
§ 22. Основные понятия теории подобия и анализа размерностей	649

22.1. Физическое моделирование и безразмерные комплексы (649). 22.2. Метод Рэлея составления безразмерных комплексов и сокра- щения числа переменных в эксперименте (653).	
Список литературы к главе 6	668
Приложение. Элементы статистических методов обработки и анализа результатов экспериментов	669
§ 23. Элементарные понятия и определения теорий вероятностей 23.1. Функция распределения случайной величины (671). 23.2. Математическое ожидание, дисперсия и среднеквадратичное отклонение случайной величины (673). 23.3. Нормальный закон распределения случайной величины (674). 23.4. Квантили. Квантили нормального распределения (677). 23.5. Доверительный интервал, доверительная вероятность и уровень значимости (681). 23.6. Примеры применения знания параметров случайной величи- ны (682).	671
§ 24. Выборочный метод измерения случайной величины	686
§ 25. Систематические погрешности и классы точности средств измере-	<u> </u>
нии	699
§ 26. Порядок обработки результатов наблюдений и формы представле- ния результатов измерений	702
§ 27. Статистические методы получения заключений на основании ре- зультатов измерений	714
Список литературы к приложению	751

# Предисловие

Книга «Экспериментальные методы физики взрыва и удара» написана, в основном, ведущими преподавателями и высококвалифицированными экспериментаторами кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана С.Г. Андреевым и М.М. Бойко. Главное предназначение данного издания — подготовка специалистов в области техники, создание и достижение эффективного функционирования образцов которой сопряжено с необходимостью проведения экспериментальных исследований поведения сред и материалов при интенсивных динамических воздействиях, приводящих к проявлению ими свойства сжимаемости. Такие воздействия характерны, прежде всего, для устройств, комплексов устройств и технологических операций, в которых используется энергия взрыва и удара, а также для устройств, предназначенных для защиты объектов от взрыва и удара. Книга может быть полезной и для широкого круга специалистов, работающих в смежных областях и интересующихся экспериментальными методами исследования быстропротекающих газодинамических процессов, прежде всего и главным образом, в конденсированных средах.

Основное содержание книги включает в себя:

- сведения об устройствах нагружения, позволяющих оказывать на исследуемые материалы и детали воздействие с наперед задаваемыми параметрами;
- изложение физических основ функционирования датчиков и измерительно-преобразовательных устройств, а также других элементов измерительных систем;
- примеры методов нахождения газодинамических характеристик процессов и материалов, при реализации которых используются описанные ранее датчики и измерительные системы.

Более чем сорокатилетний опыт в выполнении экспериментальных и расчетных работ по исследованию взрывных и ударных процессов в МГТУ им. Н.Э.Баумана, а также преподавания студентам дисциплин, связанных с решением исследовательских задач, привел авторов к пониманию необходимости введения в книгу целого ряда важных дополнений:

- сведений о газодинамике конденсированных сред;
- понятийного аппарата теории размерностей и теории физического подобия;
- описаний основных подходов к применению статистических методов обращения с результатами наблюдений и экспериментов.

При этом сведения о газодинамике конденсированных сред предществуют изложению основного содержания книги. Такая структура подачи материала способствует более полному и адекватному представлению о функционировании устройств генерации ударноволновых процессов и измерительных систем, а также развитию у экспериментатора способности интерпретировать результаты опытов. Ознакомление читателя с этим дополнительным материалом, на мой взгляд, помогает более целенаправленно подойти к самостоятельному и обстоятельному освоению или закреплению знаний основ теоретического курса газодинамики.

Знание основ анализа размерностей и теории физического подобия, а также умение практически использовать эти знания, являются необходимым теоретическим элементом образования экспериментатора высокой квалификации, владеющего не только знаниями технических (приборных) элементов эксперимента, но и способностью формировать алгоритм и схему эксперимента. Иными словами, высококвалифицированный экспериментатор должен знать не только «как надо измерять», но и «что надо измерять».

Статистические методы обращения с результатами наблюдений и опытов, которыми должен владеть экспериментатор, представлены авторами в форме приложения со «своей» общеупотребительной для математической статистики системой обозначений, отличающейся от той, что использована в предыдущих частях книги, имеющих в основном физическое содержание. Дело в том, что обращение к различным разделам физики, геометрии, механики, электротехники привело к достаточно большому количеству обозначений переменных величин и констант. Оно существенно превышает число строчных и прописных символов, вместе взятых, из латинского и греческого алфавитов. Необходимость сохранения в основной части книги единой «физической» системы обозначений с минимальными отличиями используемых обозначений от привычных вынудила авторов прибегнуть к дополнению общеупотребительных буквенных символов уточняющими буквенными индексами. При небольшом количестве формул и их простом виде это не привело к ухудшению восприятия информации. Но «перенос» такой единой системы обозначений в часть книги, посвященную математической статистике, привел бы к неоправданному усложнению и затруднению чтения книги.

В целом, содержание книги соответствует программам учебных дисциплин «Физика взрыва» и «Экспериментальная газодинамика» специальности «Средства поражения и боеприпасы» направления подготовки специалистов «Оружие и системы вооружений». Учебник написан на основе материалов курса лекций «Экспериментальная газодинамика», читаемого авторами книги с 1980 г. на кафедре «Выокоточные летательные аппараты» МГТУ им. Н.Э. Баумана, и содержания семинарских занятий по этой дисциплине. Основы этого курса лекций были заложены профессором В.С. Соловьевым, который читал его с 1960 по 1980 годы.

Эволюция содержания дисциплины и требований, предъявляемых к специалистам, обусловленная развитием и усложнением техники и физики взрыва и удара, привела к необходимости дополнения курса

лекций семинарскими занятиями и новыми домашними заданиями. Выполнение этих заданий призвано научить творчески решать задачи, похожие на те, что возникают в практике разработки экспериментов и обработки их результатов. Последнее обстоятельство в значительной мере определило содержание курса лекций, читаемого авторами с 1980 г., и, соответственно, содержание учебника.

Книга состоит из шести глав и приложения, содержание которых раскрывается в 27 параграфах.

Первая глава книги включает четыре параграфа (§ 1–4) и посвящена основным теоретическим представлениям о сжимаемости конденсированных сред, необходимым для ознакомления читателя с методом диаграмм пространственно-временных координат и параметров состояния движения сред. Этот метод используется экспериментаторами как высокоэффективный «инструмент» при разработке экспериментов, анализе и осмыслении их результатов. С целью лучшего усвоения алгоритма решения задач этим методом рассмотрен ряд практических примеров. Получаемые при этом результаты и выводы используются при изложении содержания последующих частей книги.

Во второй главе книги, содержащей пять параграфов (§ 5–9), дается краткое описание основных исследовательских комплексов, в условиях которых могут быть проведены газодинамические эксперименты с использованием различных источников энергии. При этом затрагиваются вопросы техники безопасности проведения экспериментов, связанных с взрывом или ударом.

Третья глава книги, состоящая из трех параграфов (§ 10–12), посвящена устройствам генерации взрывных и ударных воздействий на объекты исследования, отклик которых на эти воздействия может быть надежно и без искажений зарегистрирован современными измерительными системами. В качестве характеристики нагружающей способности или действия этих устройств принимается так называемый начальный импульс, т.е. закон изменения давления на поверхности приложения воздействия, который наблюдался бы, если бы объект исследования обладал только свойством сжимаемости. Авторами рассмотрены различные схемы нагружения сред и генерации начальных импульсов взрывом и ударом, а также приведены результаты аналитического решения задач, позволяющие оценить условия, при которых можно получить начальный импульс с требуемыми характеристиками.

В заключительном параграфе этой главы книги приведены схемы конструкций, реализующих возможность создания начальных импульсов за счет энергии взрыва и удара, а также реализованные характеристики этих конструкций.

Значительная часть аналитических решений задач о нагружении объектов взрывом с «низкоамплитудными и длительно действующими импульсами давления» и задач о взрывном метании ударников ограниченной прочности и «химической ударноволновой» стойкости получена авторами книги и их коллегами — А.В. Аттетковым и Л.Н. Власовой. При этом авторами книги проведена экспериментальная проверка полученных решений и эксплуатационных характеристик конструкций, разработанных на основе этих решений.

Четвертая глава книги включает четыре параграфа (§13-16) и содержит сведения о элементах (устройствах) технической базы, используемых экспериментаторами для формирования различных измерительных и регистрирующих систем, применяемым при исследованиях быстропротекающих процессов техники и физики взрыва и удара. Рассмотрены элементы технических баз для реализации электрических (§13), оптических (§14) и импульсных рентгенографических (§15) методов измерения и регистрации. В §16 ранее описанные с позиций объяснения физических основ функционирования устройства генерации ударноволновых воздействий и элементы измерительных систем рассматриваются уже как составные части систем синхронизации кратковременных стадий существования исследуемого процесса и также кратковременного периода, в течении которого измерительная система способна регистрировать исследуемые величины. Наибольшее внимание уделено датчикам различных принципов действия и измерительно-преобразовательным приборам для этих датчиков. При этом были использованы результаты разработок новых или модификации существовавших ранее измерительных систем, достигнутые сотрудниками ведущих отечественных и зарубежных исследовательских центров, а также разработки авторов книги и их коллег — сотрудников кафедры «Высокоточные летательные аппараты» МВТУ (ныне МГТУ) им. Н.Э. Баумана.

Пятая глава книги, включающая пять параграфов (§17-21), содержит примеры некоторых методов нахождения и измерения газодинамических характеристик веществ и процессов, которые приведены с целью дать представление о том, как можно прямым или косвенным образом использовать датчики и соответствующие измерительные системы при решении задач экспериментальной газодинамики. Наличие в лаборатории измерительных систем, даже различных принципов действия, является необходимым, но не достаточным условием надлежащего выполнения многих практически и теоретически важных и актуальных исследований. Практически важные задачи, решаемые экспериментаторами, часто требуют еще и использования достаточно сложных алгоритмов преобразования непосредственных результатов функционирования задействованных в эксперименте измерительных систем в новую, требуемую форму информации. В книге рассматриваются алгоритмы разных уровней сложности. К алгоритмам начального уровня отнесены методы определения скорости фронта ударной волны и параметров состояния движения сред (§17). Алгоритмы экспериментальных методов построения ударных адиабат, изоэнтроп конденсированных сред, определения скорости звука в ударно сжатом веществе (§ 18 и § 19), равно как и некоторые алгоритмы определения параметров состояния движения за фронтом ударной волны, отнесены к среднему уровню сложности. В качестве алгоритмов высокого уровня сложности приведены методы определения параметров стационарной детонации и динамики разложения веществ в ударных волнах (§ 20 и § 21). В этой части книги приведены как версии методов решения задач, ставшие уже хрестоматийными, так и некоторые методы, предложенные авторами учебника.

Шестая глава книги (§ 22) знакомит читателя с использованием физического моделирования при проведении экспериментальных исследований сложных процессов, в которых интересующая исследователя характеристика процесса (в частности, конечный результат) зависит не от одного уже выявленного фактора, а от нескольких, причем часто еще недостаточно четко установленных. Представление о физическом моделировании формируется на базе основных понятий теории подобия и анализа размерностей. При этом наибольшую ценность для экспериментатора имеет изложение метода Рэлея получения безразмерных комплексов и сокращения числа переменных, описывающих исследуемый процесс или определяющих характеристику этого процесса, а также способа использования безразмерных комплексов при разработке эксперимента в лабораториях, технические возможности которых недостаточны для непосредственного воспроизведения изучаемого, «натурного» объекта или процесса.

Заканчивается книга приложением, которое состоит из пяти параграфов (§23-27) и содержит изложение основных элементов математической статистики применительно к задачам обработки и анализа результатов экспериментов. При этом наряду с основными теоретическими сведениями авторы излагают сведения о государственных стандартах, требованиям которых должны удовлетворять обработка и представление результатов прямых измерений, и отмечаются особенности обработки результатов косвенных измерений. При рассмотрении статистических методов получения заключений на основании результатов экспериментов излагаются алгоритмы решения задач: по сравнению измеряемых величин с константами; по сравнению двух экспериментально определяемых величин, характеризуемых математическими ожиданиями и дисперсиями; установления наличия, а затем количественного описания связи между экспериментально определяемыми величинами. Изложение материала сопровождается рассмотрением примеров из экспериментальных работ в области техники и физики взрыва и удара. Приведены также справочные материалы (в виде таблиц и рисунков) по математической статистике, необходимые для решения задач в рассматриваемых примерах.

Подготовка столь объемной книги была бы невозможна без кропотливой работы, которая десятилетиями проводилась на кафедре в области разработки и использования экспериментальных методов физики быстропротекающих процессов. Именно поэтому книга содержит важную информацию, являющуюся обощением бесценного опыта многих специалистов и ученых, и, по моему глубокому убеждению, будет представлять интерес для очень широкого круга специалистов, изучающих плазму, ударные волны, процессы истечения и переноса, горение и детонацию, баллистику, различные явления в газах, для инженеров, разрабатывающих быстродействующие механические системы, оптико-электронные приборы, радиоэлектронную аппаратуру и различного рода датчики и индикаторы для регистрации параметров процессов взрыва и высокоскоростного удара.

Научный редактор, доктор технических наук, профессор, заслуженный деятель науки РФ, академик РАРАН

В.В. Селиванов

14

# Основные индексы, сокращения и обозначения

### ГЛАВЫ с I по VI

#### Латинский алфавит

А — атомная масса химического элемента;

а — коэффициент ударной адиабаты, связывающей волновую и массовую скорости D = a + bu;

*а*<sub>ХП</sub> — ширина химпика;

а<sub>ХПП</sub> — глубина преграды, измеряемая от поверхности контакта с детонирующим зарядом, на которую еще распространяется влияние параметров состояния движения реагирующего вещества в химпике;

В — магнитная индукция;

*B<sub>D</sub>* — измерительная база для нахождения скорости фронта ударной волны или детонационной волны;

*B<sub>W</sub>* — измерительная база для нахождения скорости движения тела или его поверхности;

b — коэффициент ударной адиабаты, связывающей волновую и массовую скорости;

C — электрическая емкость;

СГОУ — коэффициент формы головной части пенетратора;

*C*<sub>MAC</sub> — масштабная электрическая емкость;

*C*<sub>q</sub> — отношение массы снаряда к кубу калибра ствола;

 $C_{l}$  — электрическая емкость на единицу длины кабеля;

*C<sub>V</sub>* — удельная теплоемкость при постоянном объеме;

*C<sub>x</sub>* — коэффициент лобового сопротивления;

с — эйлерова скорость звука (относительно лабораторной системы координат);

сд — скорость звука в чувствительном элементе датчика;

*с*<sub>И</sub> — скорость звука в изоляции датчика;

*с*л — лагранжева скорость звука;

 $+c_{\Lambda}, -c_{\Lambda}$  — обозначения траекторий движения малых возмущений (характеристических линий) в лагранжевых координатах;

 $c_{MAH}$  — скорость звука в манганине;

*c* — безразмерный коэффициент (в теории подобия);

*D* — скорость фронта ударно-волнового сжатия для ударной или детонационной волны;

<u>D</u> — плотность почернения фото- или кинопленки;

*D*<sub>ср</sub> — средняя скорость фронта ударноволнового сжатия или фронта ударной или детонационной волны;

*d* — диаметр цилиндра, окружности (или сторона прямоугольника);

*d*<sub>И</sub> — диаметр измерительного электрода емкостного датчика;

*d*<sub>ни</sub> — диаметр пятна приложения начального импульса

*d*<sub>СТВ</sub> — диаметр канала ствола (калибр ствола);

*d*<sub>T</sub> — диаметр транслятора;

*d*<sub>У</sub> — диаметр ударника;

Е —энергия или ЭДС источника напряжения или тока;

*E*<sub>КУ</sub> — кинетическая энергия ударника;

Еупр — модуль Юнга;

 $E_{\sum}$  — энергия деформирования;

 $\vec{E_{\mu}}$  — энергия магнитного поля;

 $E^*$  — освещенность;

 $\overline{E}^*$  — относительная освещенность (освещенность в долях освещенности объекта солнцем на широте Москвы в июльский полдень);

е — удельная энергия (на единицу массы);

 $e_{\mathfrak{s}\mathfrak{k}\mathfrak{c}}$  — эксцентриситет;

F — сила сжатия тела или сила сопротивления движению тела;

f — частота сигнала или фокусное расстояние линзы;

 $f_0$  — верхняя граница частоты сигналов, начиная с которой искажение амплитуд выходных гармоник в элементах электрической цепи становится недопустимым (верхняя граница полосы пропускания);

*f*<sub>BB</sub> — баллистическая сила взрывчатого вещества (BB), или сила пороха;

*f*<sub>Д</sub> — частота собственных колебаний датчика;

*H* — высота заряда ВВ или элемента составного заряда;

Ндт — динамическая твердость;

*H*<sub>СУ</sub> — высота сброса ударника;

 $H_{\mu}$  — напряженность магнитного поля;

*h* — лагранжева координата;

 $h_{\rm p \varphi}$  — лагранжева координата, при которой давление на фронте ударной волны имеет значение  $p_{\varphi};$ 

I — полный импульс давления;

I<sub>OБ</sub> — полный импульс давления, воспринимаемый оболочкой;

*I*<sub>T</sub> – сила тока;

*i* — удельный импульс давления;

*J* — интенсивность рентгеновского излучения, сила света;

Кус – коэффициент усиления;

*К*<sub>ОТР</sub> — коэффициент, учитывающий отражение волны;

 $K_{\rm K}$  — коэффициент передачи кабеля ( $U_{\rm Bbix}/U_{\rm Bx}$ );

*К*<sub>*P*</sub> — коэффициент пьезочувствительности пьезорезистивного датчика;

*К*<sub>ПЭ</sub> — коэффициент пьезочувствительности пьезоэлектрического датчика;

*K<sub>a</sub>*, *K<sub>b</sub>* — коэффициенты в зависимостях для ослабления рентгеновского излучения;

 $K_t$  и  $K_p$  — коэффициенты пропорциональности в уравнениях, соответственно,  $dt = K_t dX$ ;  $p = K_p Y$ ;

*К*<sub>ЖШ</sub> — жесткость упругосжимаемого цилиндрического тела;

 $K_{ty}$  и  $K_{Wy}$  — коэффициенты (зависящие от отношения масс заряда ВВ и ударника) в формулах для вычисления времени разгона ударника до конечной скорости метания и значения этой скорости;

*K*<sub>Б</sub> — коэффициент, учитывающий влияние балластной массы стенки взрывной камеры на допускаемую массу взрываемого заряда;

*K*<sub>У</sub> — статистический коэффициент усиления;

*K*<sub>OT</sub> — коэффициент отклонения осциллографа (характеристика обратно пропорциональная чувствительности осциллографа);

*k* — отношение удельных теплоемкостей газа при постоянных давлении и объеме;

*k*<sub>*π*</sub> — число первичных размерностей;

L — индуктивность;

*L*<sub>l</sub> — индуктивность, приходящаяся на единицу длины кабеля;

*l* — длина (стержня трубы, ствола, канала, кабеля); путь, проходимый светом в контролируемой среде;

*l<sub>A</sub>* — расстояние, пройденное фронтом детонационной волны вдоль листа ВВ или детонационного транслятора до некоторой точки A;

*l*<sub>Д</sub> — длина проводника чувствительного элемента реостатного датчика;

*l*<sub>КР</sub> — глубина кратера;

*l*<sub>OH</sub> — протяженность оптической неоднородности;

*l*<sub>P</sub> — рабочая длина дуги фокальной окружности;

*l<sub>C</sub>* — длина головной части проводника — высокоомного чувствительного элемента реостатного датчика до точки электрического замыкания на корпус датчика;

М — число Маха;

*М*<sub>ПЭ</sub> — пьезомодуль пьезоэлектрического материала;

*m*<sub>BB</sub> — масса заряда BB;

*т*об — масса оболочки;

*т*у — масса ударника;

N — число линий на миллиметр;

*N*<sub>A</sub> — число Авогадро;

N<sub>Ц</sub> — число циклов знакопеременного напряжения;

 $\overline{N}_{\Phi}$  — число полос смещения на фронте ударной волны;

*n* — показатель изотропы продуктов детонации;

<u>*n*</u> — направление нормали к поверхности;

*n*<sub>M</sub> — число ступеней в схеме умножения напряжения Аркадьева-Маркса;

*п*<sub>ОР</sub> — число основных размерностей физических величин;

*n*<sub>C</sub> — показатель преломления света;

*n*<sub>π</sub> — количество размерных констант и переменных физических величин, которые определяют значение искомой физической величины;

 $n_{\pi^*}$  — количество безразмерных комплексов, составленных из размерных констант и переменных физических величин, которые определяют значение искомой физической величины;

*p* — давление;

 $p_m$  — амплитудное значение давления начального импульса;

 $p_r^0$  — остаточная поляризация;

*p*<sub>Ob</sub> — давление на фронте ударной волны в веществе исследуемого образца в момент выхода его на поверхность контакта с материалом чувствительного элемента пьезодатчика, работающего в токовом режиме регистрации;

*p*<sub>OCT</sub> — остановочное значение давления начального импульса;

*p*<sub>ОТК</sub> — давление откола (отрицательное), характеризующее прочность материала при растяжении, возникающее в волнах разрежения;

*p*ПЭ — давление в материале пьезоэлемента, возникающее под действием ударной волны в исследуемом веществе, контактирующем с пьезоэлементом;

*р*ув — давление при ударно-волновом характере сжатия;

*p*<sub>XП</sub> — давление взрывчатого вещества в химпике на поверхности фронта ударно-волнового сжатия детонационной волны;

 $p_{\rm X\Pi\Pi}$  — давление в преграде, отображающее давление  $P_{\rm X\Pi}$  во взрывчатом веществе;

*р*чж — давление продуктов детонации на плоскости Чепмена-Жуге фронта детонационной волны;

 $p_{\rm ЧЖП}$  — давление в преграде, отображающее давление  $P_{\rm ЧЖ}$  в продуктах детонации;

Q — электрический заряд;

 $Q_V$  — удельная теплота взрыва при постоянном объеме, определяемая с помощью калориметрической бомбы;

 $Q_{\rm YW}$  — удельная теплота детонационного превращения, протекающего в зоне химпика (между ударным фронтом и поверхностью Чепмена–Жуге), в первом приближении равная теплоте взрыва при постоянном объеме  $Q_V$ ;

*q* — плотность электрического заряда (на единицу поверхности);

*R* — радиус поверхности сферического и цилиндрического тел или универсальная газовая постоянная. При обозначении омического сопротивления устройства или детали электрической схемы используется тот же символ *R*, но дополненный буквенными или числовыми индексами);

*R*<sub>BX</sub> — входное сопротивление прибора или устройства;

 $R_{\text{BX}}^{\text{OC}}$  — входное сопротивление осциллографа;

 $R_{\rm BbIX}^{\rm DA}$  — выходное сопротивление;

*R*<sub>Д</sub> — омическое сопротивление чувствительного элемента датчика;

R<sub>3</sub> — радиус заряда или фрагмента составного заряда;

*R*<sub>ИС</sub> — омическое сопротивление исследуемой среды;

*R*<sub>НИ</sub> — радиус окружности, ограничивающей поверхность, к которой прикладывается начальный импульс;

*R<sub>P</sub>* — радиус фокальной дуги окружности, по которой располагается кинопленка скоростного фоторегистратора;

*R*<sub>C</sub> — сопротивление согласующего резистора;

*R*<sub>ТД</sub> — номинальное сопротивление прецизионного резистора;

*R<sub>e</sub>* — число Рейнольдса;

*R<sub>i</sub>* — внутреннее сопротивление источника тока;

 $R_{\Omega}$  — омическое сопротивление резистора, проводника;

*r* — радиальная координата;

S -энтропия;

Syв — энтропия при ударноволновом сжатии;

*s* — площадь поверхности;

*s*<sub>д</sub> — площадь металлической обкладки на активной грани пьезоэлемента (воспринимающей давление);

*s*<sub>МИД</sub> — площадь миделева сечения тела;

 $S_U$  — чувствительность осциллографа;

T — температура;

 $T_{\Pi}$  — период следования импульсов;

*Т*<sub>УВ</sub> — температура ударноволнового сжатия;

*T<sub>S</sub>* — температура изоэнтропического сжатия;

t - время;

 $t_{\Gamma M}$  — задержка выходного импульса генератора импульсов относительно момента выхода с него синхроимпульса;

t<sub>ЗАД</sub> — время задержки выходного импульса с генератора импульсов или другого устройства задержки относительно входного управляющего импульса;

 $t_{3A\Pi}$  — время запаздывания амплитудного значения тока коммутатора относительно момента входа в него управляющего импульса;

t<sub>и</sub> — длительность импульса свечения источника света или импульса тока источника электрической энергии, стандартная характеристика функционирования генератора импульсов — длительность импульса;

t<sub>ИВП</sub> — задержка появления воспламенительного, детонационного или ударно-волнового инициирующего импульса относительно момента подачи электрического импульса на устройство инициирования (электровоспламенитель, электродетонатор);

t<sub>H</sub> — время нарастания электрического сигнала до амплитудного значения; время нарастания давления в переднем фронте начального импульса;

t<sub>НАГ</sub> — задержка появления импульса давления на нагружаемый образец относительно начала выделения энергии в устройстве нагружения;

 $t_{\Pi EP}$  — длительность переходного процесса в источнике напряжения или тока, источнике света;

 $t_{\Pi P}$  — длительность исследуемого процесса или длительность исследуемой стадии, короткой в сравнении со всем процессом;

t<sub>p</sub> — время спада давления в заднем фронте начального импульса;

*t*<sub>РЕГ</sub> — время регистрации процесса;

t<sub>C</sub> — стандартная характеристика функционирования генератора импульсов — длительность среза;

t<sub>у</sub> — время установления амплитудного значения электрического сигнала ступенчатой формы;

t<sub>Ф</sub> — стандартная характеристика функционирования генератора
 импульсов — длительность фронта;

 $t_m$  — время существования постоянного максимального давления  $p_m$  начального импульса;

 $t_{p_{\rm VB}}$  — время действия постоянного давления ударноволнового происхождения;

 $t_t$  — задержка появления исследуемой стадии процесса относительно момента генерации электрического импульса инициирования, подаваемого на вход электровоспламенителя или электродетонатора;

*t*<sub>+</sub> — длительность действия положительной фазы давления;

U — напряжение;

U<sub>BX</sub> — напряжение сигнала, подаваемого на вход электронного устройства;

 $U_{\rm BbIX}$  — напряжение сигнала, появляющегося на выходе электронного устройства;

 $U_{\Pi U \Pi T}$  — выходное напряжение стабилизированного источника напряжения;

U<sub>m</sub> — стандартная характеристика функционирования генератора импульсов — амплитуда напряжения импульса или, просто, амплитуда напряжения импульсного сигнала;

 $U_m^*$  — максимальное напряжение, до которого заряжается конденсатор источника напряжения накопительного типа;

u — массовая скорость;

 $u_{\Pi}$  — массовая скорость вещества в преграде;

 и<sub>ХП</sub> — массовая скорость взрывчатого вещества в химпике на поверхности фронта ударно-волнового сжатия детонационной волны;

*и*<sub>ЧЖ</sub> — массовая скорость продуктов детонации на поверхности Чепмена-Жуге фронта детонационной волны;

*V*<sub>P</sub> — скорость развертки;

*v* — удельный объем;

W — скорость тела или его свободной поверхности;

W<sub>ф</sub> — скорость движения свободной поверхности фольги (индикаторной фольги);

*w* — степень разложения взрывчатого вещества;

X — координаты точек графического отображения сигнала на плоскости носителя информации (экране осциллографа, кинопленке);

*x* — эйлерова координата точки тела;

 $x_{\Pi OB}$  — расстояние до поворота детонации;

*x<sub>D</sub>* — координата фронта ударной волны, отсчитываемая от головной точки проволочного резистивного чувствительного элемента реостатного датчика;

x — безразмерный показатель степени основной размерности массы
 в размерности физической величины или константы;

 Y — координата точек графического отображения сигнала на плоскости носителя информации регистрирующего устройства (экране осциллографа, кинопленке);

<u></u>*y* — показатель степени основной размерности длины в размерности физической величины или константы;

*Z*<sub>0</sub> — волновое сопротивление кабеля;

 $Z_{\rm BbIX}^{\rm K}$  — полное входное сопротивление устройства, присоединенного к выходному концу кабеля (являющегося входным сопротивлением подключаемого устройства);

*z* — путь, проходимый рентгеновским излучением в контролируемой среде;

 <u>z</u> — показатель степени основной размерности времени в размерности физической величины или константы.

#### Греческий алфавит

 $\alpha_{\rm OC}$  — коэффициент ослабления (затухания) электрического сигнала в кабеле;

 $\alpha_{\Pi}$  — угол наклона к оси X прямой, касательной к линии с уравнением Y(X) на носителе информации, являющейся отображением перемещения некоторого объекта во времени;

 $\alpha_{\rm YB}$  — константа в законе затухания интенсивности ударной волны в конденсированной среде;

 $\beta$  — коэффициент нагрузки (отношение массы BB к массе тела, метаемого продуктами детонации этого BB);

 $\beta_{\rm PEF}$  — коэффициент увеличения, принятый в оптических и рентгенографических (рентгеноимпульсных) методах регистрации равным отношению размера изображения к размеру изображаемого оригинала (объекта съемки);

Г — коэффициент Грюнайзена;

*γ*<sub>РД</sub> — угол наклона чувствительного резистивного элемента рео-статного датчика к вектору скорости контролируемого объекта;

 $\gamma^0$  — угол наклона к оси симметрии течения траектории (в меридиональной плоскости) точки пересечения плоского фронта ударной волны с фронтом боковой волны разрежения;

*γ<sub>i</sub>* — показатель степени переменных величин в выражении условия
 однородности уравнения относительно размерностей;

 $\gamma_0^*$  — угол, дополняющий угол падения луча света на плоскость до значения  $\pi/2;$ 

 $\Delta-$ доверительная погрешность измерения или просто, изменение физической величины;

 $\Delta_{\Pi P}$  — погрешность измерения давления датчиком с пьезоэлементом (в процентах);

 $\Delta_{\rm YB}$  — ширина фронта ударной волны;

 $\Delta h$  — толщина одинаковых пластин, как дискретное изменение лагранжевой координаты в направлении распространения ударной волны;  $\Delta t_{\Phi}$  — запаздывание гармонического сигнала, обусловленное сдвигом сигнала по фазе;

 $\Delta U_{\rm BbIX}$  — изменение выходного напряжения (отклик измерительной системы на воздействие, оказываемое на датчик);

 $\Delta u, \Delta p$  — изменение массовой скорости и давления соответственно;

 δ — толщина слоя материала (инертного конденсированного или листового взрывчатого вещества), толщина зазора между пластинами или оболочками;

 $\delta_{\text{BO3}}$  — толщина воздушного зазора;

 $\delta_{\Gamma}^{\rm HP}$  — «геометрический» компонент нерезкости рентгеноимпульсного изображения, обусловленный диаметром иглы анода;

*δ*<sub>ДАТ</sub> — толщина чувствительного элемента датчика;

 $\delta_{\rm Д\Gamma}$  — толщина ослабителя детонационного генератора, отделяющего листовое взрывчатое вещество или стержни из него от нагружаемой среды;

*δ*<sub>И</sub> — толщина изоляции датчика;

*δ*<sub>МАН</sub> — толщина манганиновой фольги;

 $\delta_{\rm OE}$  — толщина оболочки взрывной камеры;

 $\delta_{\Pi C}$  — толщина слоя передаточной среды (среды, передающей давление от продуктов детонации или экрана к исследуемому образцу), имеющей динамическую сжимаемость по возможности наиболее близкую к сжимаемости исследуемого материала;

 $\delta_{\rm V}$  — высота ударника (продольный размер в направлении его движения);

 $\delta_{\rm X\Pi}$  — ширина зоны химпика;

 $\delta_{\rm X\Pi\Pi}$  — глубина преграды (измеряемая от поверхности контакта с детонирующим зарядом), на которую распространяется влияние параметров состояния реагирующего вещества в химпике;

 $\delta_{\rm ЭКС}^{\rm HP}$  — компонент нерезкости рентгеноимпульсного изображения, обусловленный длительностью импульса излучения (временем экспозиции);

 $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость;

 $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная;

 $\eta_{\rm XP}$  — скорость химической реакции (разложения взрывчатого вещества);

 θ — угол поворота контактной плоскости, разделяющей заряд ВВ и нагружаемую среду; угол поворота пластины, метаемой продуктами скользящей детонационной волны;

 $\theta_{\rm OK}$  — угол у основания конуса;

 $\Lambda$  — функция переменных  $\chi_1, \chi_2, ...;$ 

 $\lambda$  — длина волны света;

*μ* — средняя молярная масса продуктов горения или детонации;

 $\mu_0$  — магнитная постоянная;

 $\mu_{a}$  — коэффициент поглощения;

µвяз — динамический коэффициент вязкости;

*v*Вяз — коэффициент кинематической вязкости;

ν<sub>3</sub> — частота вращения зеркала;

 $\Pi_1, \Pi_2 \dots$  — безразмерные комплексы;

 $\rho$  — плотность;

 $\sigma$  — напряжение;

 $[\sigma]_{\text{ДОП}}$  — допустимое напряжение;

 $\sigma_{\rm CM}$  — предельное напряжение при сжатии;

 $\sigma_{\text{УПР}}$  — предел упругости;

 $\sigma_N$  — предельное напряжение с учетом цикличности знакопеременной нагрузки;

 $\tau$  — характерное время;

 $\tau_{T3}$  — время нарастания давления в материале чувствительного элемента датчика, вложенного в контролируемую среду, сжимаемую ударной или детонационной волной (называемое временем газодинамического завала переднего фронта ударно-волнового импульса давления);

т<sub>3</sub> — время завала переднего фронта электрического сигнала, поступающего на вход осциллографа;

 $\tau_{\rm p}$  — запаздывание момента возникновения контакта проволочного резистивного элемента реостатного датчика с корпусом датчика в том месте («точке»), где через него проходит поверхность регистрируемого фронта ударной волны;

τув — время сжатия вещества во фронте ударной волны от начального до конечного, амплитудного значения давления;

 $\tau_{\rm VT}$  — время утечки электрического заряда с заряженного конденсатора;

тэз — время электрического завала фронта сигнала;

 $au_{\rm XII}$  — длительность химпика (или длительность химической реакции, выделяющей детонационную теплоту взрыва);

т<sub>ХПП</sub> — длительность фазы повышенной интенсивности фронта ударной волны в преграде, отображающая длительность химпика т<sub>ХП</sub>;

 $au_{WY}$  — масштаб времени разгона ударника продуктами детонации;

 $\tau_{\delta}$  — время двукратного пробега волны между поверхностями слоя вещества толщиной  $\delta$ ;

 $au_+$  — характерное время взрывной волны (длительность положительной фазы давления);

 $\Phi^*_{\text{BX}}$  — входной световой поток;

 $\Phi^*_{\rm BbIX}$  — выходной световой поток;

 $\Phi_{\text{BЫX0}}$  — сдвиг выходного сигнала по фазе;

 $\varphi$  — угол подхода фронта детонационной или ударной волны к плоскости нагружаемой среды или к свободной поверхности;

 $\varphi_{\rm P}$  — рабочий угол развертки, или угол между двумя лучами, отражаемыми от вращающегося зеркала скоростной съемочной камеры, один из которых попадает на начало рабочей части кинопленки, а другой — на ее конец;

 $\varphi_{\rm C}$  — угол отклонения луча света;

 $\chi_{y}$  — угол между поверхностями соударения двух тел;

 $\omega_{\rm yB}$  — константа в законе затухания интенсивности ударной волны в экране;

 $\omega$  — угловая скорость;

*ω*<sub>3</sub> — угловая скорость вращения зеркала.

#### **ПРИЛОЖЕНИЕ**

#### Латинский и греческий алфавиты

 $A_0$  и  $A_1$  — коэффициенты в уравнении приближенной регрессии  $y = A_0 + A_1 x;$ 

*a* — значение параметра в законе распределения случайной величины, являющегося ее математическим ожиданием;

 $a_y$  — значение параметра закона распределения случайной величины  $\eta$  (равное ее математическому ожиданию), зависящей от некоторой входной переменной x;

 $a_y = \varphi_y(x)$  —регрессия, или истинная зависимость случайной величины  $\eta$  от случайной величины  $\xi$ , которые принимают значения, соответственно  $y_1$  и  $x_1$ ,  $y_2$  и  $x_2, \ldots, y_n$  и  $x_n$ ;

В — измерительная база при нахождении скорости тела или непосредственно наблюдаемая или измеряемая величина, которая используется для нахождения значений косвенно измеряемой величины;

*C*<sub>0</sub> — константа, используемая для упрощения вычислений при обработке результатов исследований;

C — некоторое значение константы, которая превышает значение математического ожидания или, наоборот, которую превышает математическое ожидание, а так же константа, на которую отличаются математические ожидание двух случайных величин;

 $D\xi$  — дисперсия случайной величины  $\xi$ ;

 d — остаток: разница фактической ординаты некоторой точки и ординаты, вычисляемой при том же значении абсциссы по формуле для приближенной регрессии;

 d — случайная величина, используемая для проверки нормальности распределения случайной величины на основании результатов ее наблюдения;

 d<sub>1-<sup>2</sup></sub> — квантили распределения случайной величины *d*, используемые при проверке нормальности распределения некоторой случайной величины, на основании результатов ее наблюдения;

 $\overline{F}(x)$  — функция распределения случайной величины, или интегральный закон распределения этой величины;

**F** — соотношение дисперсий, подчиняющееся закону распределения Фишера;  $\mathbf{F}_{\alpha}(\nu_1, \nu_2) = \mathbf{F}(\nu_1, \nu_2, \alpha) = \mathbf{F}(\nu_1, \nu_2, (1-P))$  — квантиль распределения Фишера, или коэффициент распределения Фишера ( $\nu_1$ ,  $\nu_2$  — числа степеней свободы,  $\alpha$  — уровень значимости, P — доверительная вероятность);

f(x) — плотность распределения случайной величины, или дифференциальный закон распределения этой величины;

 $h_i$  — частота наблюдений значений, лежащих в заданном интервале  $x_i \pm \Delta x/2$  ( $h_i = n_i/\Sigma n_i$ );

 $M_{\xi}$  — математическое ожидание случайной величины  $\xi$ ;

*т* — количество наблюдений величины *y*;

 n — количество наблюдений случайной величины, или количество результатов наблюдений, случайным образом «выбираемых» из генеральной совокупности значений x некоторой случайной величины;

 $n_i$  — количество результатов наблюдений, попавших в заданный класс значений, лежащих в интервале  $(x_i - \Delta x/2, x_i + \Delta x/2)$ .

 $n_{us}$  — количество разностей  $|x_i - \overline{x}|$ , значение которых превосходит значение произведения  $u_{P/2}S_x$ ;

Р — вероятность;

*P* — доверительная вероятность;

r — выборочное значение коэффициента корреляции;

 $S_x$  — среднеквадратичное наблюдения случайной величины;

S<sub>x</sub> — среднеквадратичное измерения случайной величины;

 t — случайная величина, подчиняющаяся закону распределения Стьюдента;

 $t_{\frac{1+P}{2}} = t_{1-\frac{\alpha}{2}} = t_{1+\frac{P}{2}}(\nu) = t_{1-\frac{\alpha}{2}}(\nu) = t(\nu, P) = t(\nu, \alpha)$  — обозначения квантилей или коэффициентов распределения Стьюдента ( $\nu_1, \nu_2$  — числа степеней свободы,  $\alpha$  — уровень значимости, P — доверительная вероятность);

 $t_{\rm Y}$  — время в примере анализируемого физического процесса удара, рассматриваемое как значение случайной величины;

 $u_P, u_{\frac{1+P}{2}}, u_{1-\frac{\alpha}{2}}, u_{\frac{1-P}{2}}, u_{\frac{\alpha}{2}}$  — обозначения квантилей нормального распределения нормированной величины;

 v<sub>P</sub> — квантиль нормального распределения ненормированной случайной величины;

W — статистический вес результата измерения координаты экспериментальной (фактической) точки после преобразования этой координаты по формуле выравнивающей замены переменных;

*W*<sub>У</sub> — скорость ударника в примере с физическим процессом, рассматриваемая как случайная величина;

 $\omega$  — статистический вес измерения;

*x* — значение случайной величины, являющееся результатом ее наблюдения;

 $\overline{x}$  — среднее выборки, или выборочное среднее;

 Y — значение результата преобразования координаты экспериментальной (фактической) точки по формуле выравнивающей замены переменных;

*Y*<sub>ИНЛ</sub> — ордината точки, принадлежащей границе доверительной области предсказываемых значений фактических, или индивидуальных, откликов, получаемых при заданных значениях входной переменной;

Y<sub>РЕГ</sub> — ордината точки, принадлежащей границе доверительной области расположения линейной регрессии;

 $\overline{y}$  — среднее значение всех измерений при всех реализованных уровнях некоторого фактора, влияние которого анализируется;

*Z* — значение косвенно измеряемой случайной величины;

<u>z</u> — среднее значение косвенно измеряемой случайной величины;

- $\alpha$  уровень значимости;
- $\Delta$  результирующая погрешность измерения;
- с случайная погрешность измерения;
- $\theta$  систематическая неисключаемая погрешность;
- $\theta_i$  граница *i*-й неисключаемой систематической погрешности;
- $\xi$  случайная величина;
- *ξ*<sub>0</sub> нормированная случайная величина;
- $\xi_P$  квантиль.

#### Индексы:

АО — акустический отвод;

В — высокое (давление), внутреннее;

BX — входной;

ВЫХ — выходной;

Г — геометрический (завал);

ГЗ — газодинамический (завал);

3 — заряд (завал);

ИН — инициирующий;

ИС — исследуемый;

ИР — искаженная регистрация

ИЧ — исследуемая часть;

КР — кратер;

КС — конденсированная среда;

Л\* — лагранжева;

Л — волна, обращенная влево;

M -мишень;

H — нарастание наружное; низкое;

НИ — начальный импульс;

НС — наружная среда;

ПС — передаточная среда;

П — преграда или волна, обращенная вправо;

ПОВ — поворот детонации;

ПР — пересжатый режим;

Р — разрежение (разгрузка):

Ч — переходная часть;

Р — разрежение, разгрузка; РГ — рабочий газ;

СТВ — ствол;

СТР – струя;

Т — тарировка;

У — ударник;

Ф – фронт ударной волны;

ХМ — химпик;

ХПП — состояние в преграде, отображающее состояние в химпике; ЧЖ — состояние на поверхности Чепмена-Жуге;

ЧЖП — состояние в преграде, отображающее состояние на поверхности Чепмена-Жуге;

Э — экран;

cr — критический;

е — конденсированное исходное состояние взрывчатого вещества;

M — индекс параметра состояния движения, характеризующего положения точки M в (p-u)-координатах;

*m* — индекс характерного значения давления начального импульса (максимум давления или уровень постоянно действующего давления) или характерного времени начального импульса (длительности существования постоянного уровня давления);

*g* — продукты разложения ВВ (газообразные);

st — стандартные условия состояния вещества.

## Сокращения и обозначения:

БЭД — быстродействующий детонатор;

ВВ — взрывчатое вещество;

ВГ — волновой генератор;

ВРОЛ, ВРОП – волна разрежения, обращенная влево (Л) и вправо (П);

ВСОЛ, ВСОП — волна сжатия, обращенная влево (Л) и вправо (П);

ВИР — волна изоэнтропического разрежения;

ВИС — волна изоэнтропического сжатия;

ВР — волна разрежения;

ВС — волна сжатия;

ЗХП — зона химпика;

ИВВ — инициирующее взрывчатое вещество;

ИНТ – источник накопительного типа;

КС — конденсированная среда;

ЛВВ — листовое ВВ;

ЛВДГ — линейноволновой детонационный генератор;

НИ — начальный импульс;

НС — нагружаемая среда;

ПВГ — плосковолновой генератор;

ПВДГ — плосковолновой детонационный генератор;

ПДВ — падающая детонационная волна;

ПД — продукты детонации;

ПИ — плоскость инициирования детонации;

ППНИ — плоскость приложения начального импульса;

СДВ — скользящая детонационная волна;

СФР — скоростной фоторегистр (съемочная камера для высокоскоростной съемки);

ТИ — точка инициирования;

УДВ — уходящая детонационная волна;

УВОЛ, УВОП — ударная волна, обращенная влево (Л) и вправо (П);

УВС — ударноволновое сжатие;

ФУВ — фронт ударной волны;

ЦТС — цирконат титанат свинца (пьезокерамика);

ЭД — электродетонатор;

ЭКД — электроконтактный датчик;

XS — гнездо высокочастотного разъема.

В буквенных обозначениях возмущений в пространственно-временных диаграммах, отображаемых на диаграммах состояний движения, первый символ (Л или П) обозначает направление обращенности волны, а второй символ обозначает материал или компонент анализируемой системы, по которой распространяется возмущение. При этом третий символ (в круглых скобках) означает начальное состояние движения, отмеченное в (p-u)-координатах, которое изменяется на новое в результате прохождения возмущения. Например, ЛУ(2) — волна, обращенная влево, распространяется по материалу ударника, который находится в состоянии движения (точка 2 на (p-u)-диаграмме).

## Введение

Газовая динамика, или газодинамика, является физико-математической дисциплиной, исследующей движение любых сжимаемых сред, включая жидкие и твердые, сжимаемость которых в отличие от газов проявляется при больших давлениях.

Газодинамику относят к разделу науки о быстропротекающих процессах. Это вызвано двумя причинами.

Первая связана с тем, что собственно газодинамика, или классическая газодинамика, изучает свойство сжимаемости, которое в реальных процессах часто проявляется в сопровождении целого ряда эффектов: полиморфных и фазовых превращений, химических реакций и других дополнительных физических или химических явлений. Поэтому свойство сжимаемости может быть выделено и изучено независимо от других (свойств), если изменение состояния среды происходит достаточно быстро — за время, которое много меньше характерного времени протекания этих дополнительных явлений.

Вместе с тем изучение самих дополнительных к газодинамическим процессов, время протекания которых очень мало по абсолютной шкале времени (сгорание пороха в артиллерийском орудии, превращение твердого ВВ в газообразные продукты детонации), зависящих от газодинамических эффектов и в то же время влияющих на газодинамические характеристики течения, представляет самостоятельный интерес и имеет большое практическое значение. Это — вторая причина. Она вызывает появление, например, таких разделов науки о быстропротекающих процессах, как газодинамика горения и химическая газодинамика, изучающие процессы в ударных и детонационных волнах.

Экспериментальные и теоретические направления исследований, выделяемые из газодинамики в целом, рассматривают как установившиеся движения среды (когда в заданной области пространства, где изучается движение, параметры состояния и движения не изменяются во времени), так и неустановившиеся движения (когда эти параметры меняются во времени). Следует заметить, что установившееся движение часто, и неудачно, называют стационарным движением.

Неустановившиеся движения, или течения, в практике реализуются при взрыве и детонации взрывчатых веществ, при зарождении и распространении ударных волн, при воздействиях ударных волн на преграды, при высокоскоростном соударении тел. Мы в нашей книге будем рассматривать методы и устройства, позволяющие исследовать неустановившиеся движения сред применительно к задачам, которые возникали и возникают в области техники и физики взрыва и удара. При решении таких задач в равной степени важны как теоретические, так и экспериментальные направления исследований.

На стадии формирования газодинамики, как науки, результаты экспериментов были основой для последующих теоретических обобщений. Эти основополагающие экспериментальные исследования были выполнены в конце XIX в. при изучении сжимаемости газов применительно к проблемам совершенствования артиллерии и, особенно, при изучении проблемы повышения безопасности подземных работ, обострившейся с учащением катастрофических взрывов газовых и пылевых смесей. В ходе этих работ, выполненных в конце XIX – начале XX веков, эксперимент приобрел черты, встречающиеся в настоящее время (так, например, Вьелем была изобретена и начала использоваться при исследованиях распространения детонационной волны в газах ударная труба, чье название было связано с отождествлением в то время детонационной и ударной волн). Важнейшие экспериментальные результаты на стадии становления газодинамики были получены учеными-инженерами Гюгонио и Жуге, ученым-артиллеристом Маиевским, физиком Махом.

Открытие явления детонации в конденсированных веществах, которые стали рассматриваться и использоваться как новые сверхмощные источники энергии, инициировало экспериментальные исследования, направленные на выявление механизма этого явления и количественное описание характеристик конденсированных взрывчатых веществ на уровне представлений, удовлетворяющих запросам практики взрывных работ, и создание военной техники того времени. При этом в экспериментах использовались в основном механические измерительные устройства. Так, при измерении давления, развиваемого при взрыве и даже детонации, для реализации «динамического метода измерения» использовался акселеографический прибор. При этом давление находилось по записи перемещения во времени поршня определенной массы под действием давления газов, отображаемого ускорением движения (запись представляла собой кривую, оставляемую на закопченной пластинке). При «статическом методе измерения» использовался обычно крешер Нобля, предложенный им еще в 1868 г. Этот прибор позволял находить конечное максимальное давление, действующее на поршень, который вызывал сжатие небольших медных цилиндров. Были разработаны методы учета инерционности поршня в зависимости от скорости нарастания давления и нахождения максимума регистрируемого давления на основании измерения величины уменьшения высоты цилиндра (обжатия крешерного столбика).

Представление о том, как в то время исследовалась детонация, в частности, измерялось давление в продуктах детонации, дают эксперименты, проведенные И.М. Чельцовым (совместно с П.Я. Назаровым) в лаборатории минного офицерского класса в Кронштадте. В этих экспериментах сравнивались значения давлений, развиваемых при подводном взрыве различных веществ. Исследуемые заряды на растяжках помещались в центре металлического кольца, называемого кольцом Аббота, с равномерно расположенными на нем шестью крешерами, поршни которых обращены к заряду. С использованием представлений о мгновенной детонации и о пренебрежимо малой сжимаемости воды в сферически симметричном «волновом движении» вокруг заряда И.М. Чельцов теоретически установил связь давлений в продуктах детонации  $p_{\Pi \Pi}$  и в воде  $p_{\text{ВОДА}}$  в точке, удаленной от центра симметрии на расстояние  $\overline{r}$  (в долях радиуса заряда) от центра симметрии:  $p_{\Pi \Pi} = p_{\text{ВОДА}} \overline{r}$ .

В результате обработки результатов эксперимента (обжатие медных цилиндриков), например, было показано, что давление продуктов взрыва заряда пироксилина плотностью приблизительно 1 г/см<sup>3</sup> равно 1,7 ГПа.

Теория детонации, разработанная позже, показала, что начальное давление продуктов детонации, появляющихся на фронте реальной детонационной волны, ровно вдвое превышает давление мгновенной детонации. На основании этого можно заключить, что эксперименты И.М. Чельцова и предложенный им алгоритм обработки результатов опыта при использовании теории детонации позволили бы дать оценку давления на фронте детонационной волны в пироксилине насыпной плотности: 3,4 ГПа.

Этот результат можно считать удовлетворительно согласующимся с современными результатами определения давления на фронте установившейся детонационной волны в низкоплотных зарядах взрывчатых веществ, если учесть возможность проявления неидеальности инициирования детонации в зарядах малых размеров, приводящей к заметному снижению параметров ускоряющейся взрывной реакции по отношению к характеристикам установившейся детонации. Но использование этого метода определения давления детонации в случае высокоплотных мощных взрывчатых веществ приводило бы к недопустимым погрешностям, связанным с отсутствием учета сжимаемости воды при больших давлениях.

Методы определения параметров детонации высокоплотных мощных конденсированных веществ, дающие достаточно достоверные результаты, были разработаны к сороковым годам ХХ в. Появление этих и других экспериментальных методов определения газодинамических характеристик, используемых до настоящего времени, связано с новым качественным скачком в развитии газодинамики взрывных и ударных процессов, вызванным разработками ядерных взрывных устройств. Установление параметров конструкций этих устройств традиционным, сугубо эмпирическим методом проб и ошибок, стало недопустимым, хотя бы по экономическим соображениям. Возникла крайняя необходимость нахождения условий сжатия определенных радиоактивных металлов и сферических оболочек из них в компактные образования (наиболее предпочтительной шаровой формы), имеющие высокую плотность, и поддержания этой высокой плотности в течение такого времени, что начавшаяся цепная реакция деления ядер успеет выделить достаточное количество энергии до момента, при котором начавшееся расширение делящегося материала вызовет замедление цепной реакции. Составной частью начального решения этой проблемы было создание метода газодинамического расчета характеристик сжатия металлов в зависимости от параметров конструкции взрывного устройства и его материалов, в частности, взрывчатого вещества. Подобные методы расчета необходимых параметров конструкции в настоящее время применяются уже для широкого круга разновидностей взрывных устройств и технологических операций с использованием только энергии химических взрывчатых веществ или высокоскоростного удара.

При этом решается система уравнений движения сплошной сжимаемой среды, основанных на трех фундаментальных законах (законах сохранения массы, импульса и энергии), замыкаемая уравнением состояния (функциональная связь удельной энергии, давления и плотности) для материалов конструкции и продуктов детонации (если сжатие достигается энергией взрыва).

При расчетах инженерной направленности необходимы надежные и достаточно точные в количественном отношении уравнения состояния продуктов детонации активного заряда взрывчатого вещества и уравнения состояния инертных материалов конструкции. Такие уравнения состояния до настоящего времени получают полуэмпирическими методами, в основе построения которых лежат соответственно:

- а) эксперименты по определению параметров детонации и изоэнтроп разрежения ее продуктов;
- б) эксперименты по нахождению характеристик сжимаемости в ударных волнах (ударные адиабаты, или уравнения Гюгонио, материала).

Необходимые измерения в этих экспериментах осуществлялись уже с использованием измерительных систем, основанных не на механическом принципе действия, а на электрических, оптических и рентгенографических эффектах, что позволило регистрировать особенности газодинамических процессов длительностью не в десятки, а в единицы микросекунд и даже десятые-сотые доли микросекунды.

Значительная часть работ, имевших важнейшее значение для науки и техники и отличавшихся высокой точностью и достоверностью результатов, была выполнена с использованием измерений только кинематических характеристик газодинамических ударноволновых процессов: скорости фронта волны D и массовой скорости (скорости частиц) u вещества на этом фронте. Первым электрическим методом измерения величин D и u, отличавшимся высокой надежностью и точностью регистрации, стал электроконтактный метод игольчатых датчиков, разработанный в 1945 г. Это был дискретный метод, позволявший непосредственно и с очень высокой точностью фиксировать моменты начала движения естественных свободных «наружных» поверхностей металлических образцов или «искусственно» создаваемых свободных поверхностей в глубине этих образцов (например, торцов глухих узких отверстий). Рентгеноимпульсные установки индивидуального лабораторного изготовления, в принципе позволяющие непосредственно регистрировать и измерять изменения плотности среды в газодинамических процессах, в это время также использовались для измерений только кинематических характеристик течения конденсированных сред.

В этот начальный период газодинамических экспериментальных исследований, связанных с созданием ядерных взрывных устройств (прежде всего, военного назначения) были разработаны промышленно изготавливаемые камеры высокоскоростной оптической регистрации процессов, позволяющие различать друг от друга события, следующие с интервалом порядка 10<sup>-8</sup> с.

Несколько позже в газодинамических экспериментах с конденсированными взрывчатыми веществами, металлами и другими конденсированными веществами стали применять более сложные электрические измерительные системы с датчиками различных принципов действия. Эти датчики вкладывались в изучаемые материалы и позволяли в течение единиц микросекунд осуществлять непрерывную регистрацию параметров состояния движения, например, массовой скорости (магнитоэлектрический датчик) или давления (пьезорезистивный манганиновый датчик). С использованием таких датчиков стало возможно детально исследовать сугубо неустановившиеся процессы, в частности, извлекать информацию об изменении степени разложения вещества, претерпевающего химическую реакцию в процессе распространения по нему ударной волны.

Также были разработаны электрические методы, в которых использовались безынерционные датчики, предназначенные для непрерывной высокоточной регистрации либо скорости движения свободной поверхности металлических (емкостной датчик) образцов, либо давления на поверхности контакта контролируемой среды с чувствительным материалом (пьезоэлектрические монокристаллические датчики, подключаемые к остальным элементам измерительной системы в токовом режиме). Эти измерительные системы позволили исследовать особенности влияния свойств твердых материалов на их сжимаемость, а также на так называемое откольное разрушение в волнах разрежения, сопровождающих ударно-волновое сжатие. Результаты экспериментального изучения этих особенностей образуют базу данных, без которых невозможно практически ценное математическое моделирование (с использованием компьютерной техники) поведения конструкции боеприпасов в условиях воздействий высокоскоростным ударом, взрывом, импульсами мощного лазерного (в том числе и рентгеновского) и корпускулярного излучения.

В настоящее время исследования влияния упругопластических и вязких свойств на особенности сжатия и разрежения конструкционных материалов проводятся уже с использованием лазерных интерфереметрических измерительных систем.

2 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

Достижение высокой точности нахождения характеристик процессов в исследуемых средах с помощью разработанных измерительных систем было бы невозможно без создания устройств генерации воздействия на объект исследования, приводящих к плоскосимметричному слабо затухающему течению в окрестности чувствительных элементов измерительных систем. В то же время необходимость и стремление расширить диапазон исследованных экстремальных состояний сред привели к созданию устройств, генерирующих в объекте исследования цилиндрические или сферические сходящиеся ударные волны. Подобные устройства позволяют реализовать воздействия, приводящие к более чем трехкратному повышению плотности металлов и исследовать сжимаемость материалов при таких экстремальных состояниях веществ.

Областями приложения результатов разработки различных измерительных систем и устройств генерации воздействий с фронтом ударных волн разной интенсивности сжатия и формы в настоящее время являются не только исследования процессов, определяющих функционирование средств вооружений с различными источниками энергии, и исследования широкого круга взрывных технологий в промышленности, но также фундаментальные исследования в физике твердого тела, плазмы, прочности и пластичности, в геофизике, в химической физике и других областях знания.

В настоящее время, когда в научных исследованиях и технических разработках широко используется математическое моделирование, роль газодинамических экспериментов сводится:

- а) к нахождению значений констант и других параметров математических моделей, теоретическое вычисление которых еще невозможно или нецелесообразно;
- б) к проверке теоретически полученных результатов, но чаще всего к накоплению информации, используемой при настройке эффективных значений параметров математических моделей;
- в) к «чисто эмпирическому» установлению закономерностей, эффектов и проявлений процессов, которые становятся основанием для пересмотра теоретических представлений (и обобщений) и разработки принципиально новых математических моделей процессов.

Краткое знакомство с историей развития экспериментальных методов решения газодинамических задач показывает, что своевременное достижение значительных научных и технических результатов чаще всего достигалось не только оптимальным сочетанием свойств объектов исследования, качеств измерительных систем и устройств воздействий на объекты исследований. Успехи в достижении целей исследований и измерений в значительной мере были связаны с остроумностью алгоритмов решения новых задач на базе уже известных и отработанных ранее технических систем и их элементов. При этом от разработчика экспериментов требовались разносторонние знания не только в области техники, но и, не в последнюю очередь, в области теории газодинамики.

Совокупность сведений об измерительных системах, позволяющих находить области их рационального применения, об устройствах воздействий на объекты, вызывающих изучаемые процессы, о способах варьирования параметрами воздействий на объекты исследований и, наконец, о теоретических основах газодинамики в минимальном объеме, необходимом для разработки экспериментов и интерпретации их результатов, образует основное содержание технической дисциплины, называемой нами экспериментальная газодинамика процессов взрыва и удара, или, коротко, экспериментальная газодинамика.

Написание учебного пособия провели: введение — С.Г. Андреев; §1 — С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов; §2, 3 — С.Г. Андреев, М.М. Бойко; §4–10 — С.Г. Андреев; §11 — С.Г. Андреев, М.М. Бойко; §12–21 — С.Г. Андреев; §22, 23 — С.Г. Андреев, В.В. Селиванов; §24–27 — С.Г. Андреев.

Авторы считают своим приятным долгом засвидетельствовать свою искреннюю признательность коллегам, результаты работ которых были использованы при выполнении иллюстраций: В.А. Летягину, В.В. Зюзину, А.И. Чернову, А.Е. Новицкому, А.В. Левантовскому, В.А. Брыкову, В.В. Сапрыкину, Н.В. Палий, Е.Ф. Грязнову, С.А. Петровскому, и выразить свою благодарность своему учителю профессору В.С. Соловьеву.

# Глава 1

# ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О СЖИМАЕМОСТИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД

В настоящем разделе излагаются основные сведения о газодинамических процессах и некоторых газодинамических характеристиках веществ, главным образом конденсированных: жидких или твердых, но обладающих прочностью или твердостью, при которых они ведут себя еще подобно жидкости, если давления внешних воздействий являются «умеренными», т.е. равны ориентировочно 2...20 ГПа. Эти сведения необходимы для выполнения расчетных оценок параметров газодинамических процессов на стадии разработки и подготовки экспериментов, интерпретации и обработки их результатов. Приведенные характеристики процессов и веществ являются предметом изучения в курсе прикладной газодинамики и поэтому излагаются здесь как справочная информация, сопровождаемая некоторыми пояснениями, в том числе, на качественном уровне.

## § 1. Основные представления об ударно-волновом сжатии

Перед тем, как привести необходимые формулы, рассмотрим соударение торцами двух цилиндрических тел, сделанных из одного и того же химически инертного материала, прочностью которого можно пренебречь. Первое тело, покоящееся до соударения, назовем мишенью, а тело, налетающее на него со скоростью  $W_y$ , назовем ударником. Границы тел до момента их соударения показаны штриховыми линиями (рис. 1.1, *a*).

При внезапном контакте двух идеально плоских и параллельных торцов тел произошло бы мгновенное изменение скорости частиц на плоскости соударения на величину  $W_y/2$  (так как материалы обоих тел тождественны), сопровождаемое также мгновенным появлением на поверхности контакта давления  $p_{\rm YB}$ . Возмущения среды (вещества тел), проявляемые, в частности, в изменении скорости частиц u и увеличении давления p, под которым они находятся, распространяются в обе стороны от плоскости контакта тел. Область сжатого состояния частиц под повышенным давлением p распространяется в направлении к свободным поверхностям тел. Если среда жидкая или ее предел



Рис. 1.1. Соударение торцами двух цилиндрических тел: a — ударник и мишень до соударения (штриховые линии) и в момент времени  $t_1$  после возникновения контакта торцов;  $\delta$  — распределение давления вдоль оси ударника и мишени в три момента времени t = 0;  $t_1 > 0$ ;  $t_2 > t_1$ ; s — динамика давления в точке на оси симметрии мишени вблизи ее свободной поверхности; У — ударник до соударения; У<sub>1</sub> — ударник в момент времени  $t = t_1 > 0$ ; М — мишень; D — фронт ударной волны и направление его движения; С фронт волны разрежения (разгрузки) и направление его движения от боковой поверхности

текучести (прочности) много меньше, чем давление на плоскости соударения, то распределение давления вдоль осевой линии симметрии при таком распространении имеет вид, показанный на рис. 1.1, б. Этот рисунок показывает, что на небольшом расстоянии от плоскости соударения формируется зона перехода вещества от начального давления  $p_0 \approx 0$  до конечного давления  $p_{\rm YB}$ , которая имеет постоянную ширину  $\Delta_{\rm YB}$  и перемещается со скоростью D в направлении к свободным торцам ударника и мишени. Следует подчеркнуть, что здесь под Dмы понимаем скорость перемещения переходной зоны шириной  $\Delta_{\rm YB}$ относительно частиц, находящихся перед ней.

Для дальнейшего рассмотрения особенностей сжатия сред при соударении тел удобнее (проще) анализировать течение частиц в первоначально покоящейся мишени. При этом скорость D перемещения переходной зоны шириной  $\Delta_{\rm YB}$ , равно как и скорость частиц среды u, измеряется относительно лабораторной системы координат (или первоначально покоящихся частиц мишени). Если ширина переходной зоны  $\Delta_{\rm YB}$  при заданном давлении  $p_{\rm YB}$  устанавливается для среды «естественным» образом и определяется лишь структурой строения среды и особенностями поля межмолекулярного взаимодействия в ней, то
она называется шириной фронта ударной волны. При этом скорость D называют скоростью фронта ударной волны или, проще, скоростью ударной волны, а процесс перехода частиц вещества от начального невозмущенного состояния к конечному давлению  $p_{\rm YB}$  называют ударно-волновым сжатием.

Давление в частице среды, через которую проходит фронт ударной волны, нарастает от начального до конечного значения (рис. 1.1, *в*) за очень малое, но конечное время, приблизительно равное  $\tau_{\rm YB} = \Delta_{\rm YB}/D$ . Это время, называемое длительностью фронта ударной волны, так же как и ширина фронта  $\Delta_{\rm YB}$ , практически не изменяется по мере распространения ударной волны с заданным давлением  $p_{\rm YB}$ .

При описании распространения ударных волн оказывается возможным не рассматривать практически постоянную и очень узкую зону шириной  $\Delta_{\rm YB}$ , а заменять ее условной поверхностью (плоскостью) разрыва характеристик состояния среды. Перед этой поверхностью фронта ударной волны вещество имеет плотность  $\rho_0$ , удельный объем  $v_0$ , скорость частиц  $u_0$ , находится под давлением  $p_0$ , а его внутренняя удельная энергия равна  $e_0$ . Переход вещества в состояние непосредственно за фронтом ударной волны, характеризуемое удельным объемом  $v_{\rm YB}$ , плотностью  $\rho_{\rm YB}$ , скоростью частиц  $u_{\rm YB}$ , давлением  $p_{\rm YB}$  и удельной внутренней энергией  $e_{\rm YB}$ , при этом полагают мгновенным, принимая  $\tau_{\rm YB} = 0$ .

Если ударная волна распространяется по покоящемуся веществу  $(u_0 = 0)$  и ее давление на фронте на три и более порядков превышает  $p_0$ , то уравнения сохранения импульса, массы и энергии при ударноволновом сжатии имеют вид:

$$p_{\rm YB} = \rho_0 u_{\rm YB} D, \tag{1.1}$$

$$v_{\rm YB} = \frac{v_0(D - u_{\rm YB})}{D},\tag{1.2}$$

$$e_{yB} - e_0 = \frac{p_{yB}(v_0 - v_{yB})}{D}.$$
 (1.3)

При анализе ударно-волнового сжатия возникает необходимость построения зависимости между двумя переменными, характеризующими состояние вещества непосредственно за фронтом ударной волны (в дальнейшем будем использовать наиболее употребительный термин — на фронте ударной волны). Для получения такой возможности систему из трех написанных уравнений дополняют четвертым. В случае конденсированных веществ в качестве такого уравнения часто используют экспериментально устанавливаемую связь между скоростью фронта ударной волны в мишени D и скоростью частиц  $u_{\rm VB}$  на фронте этой волны:

$$D = D(u_{\rm YB}). \tag{1.4}$$

Последнее уравнение называют ударной адиабатой, связывающей волновую *D* и массовую  $u_{\rm VB}$  скорости. Мы в дальнейшем также будем

использовать термин «массовая скорость» наряду с термином «скорость частиц» среды.

Наиболее точно экспериментальные результаты для конденсированных сред аппроксимируют зависимостью

$$D = c_0 + b \cdot u_{\text{YB}} - 0, 1 \cdot u_{\text{YB}}^2,$$

где  $c_0$  — объемная скорость звука, соответствующая начальной адиабатической объемной сжимаемости вещества; b — коэффициент, значение которого ориентировочно равно 1,5...2.

Однако на практике чаще используют более простые зависимости:

$$D = a + b \cdot u_{\rm YB},\tag{1.5}$$

в которых константа а может иметь значение, несколько отличное от  $c_0$ .

В диапазоне низких давлений ударно-волнового сжатия принимают  $a = c_0$ , а в диапазоне умеренно повышенных давлений  $a > c_0$  (часто  $a = 1, 2 c_0$ ).

Имея систему уравнений (1.1)–(1.4), мы можем, задавшись значением любой одной из пяти величин: ( $p_{\rm YB}$ ,  $u_{\rm YB}$ , D,  $v_{\rm YB}$ ,  $e_{\rm YB}$ ), найти соответствующие ей значения остальных четырех величин из этих пяти.

Проведя простые алгебраические преобразования системы уравнений (1.1)–(1.4), можно получить выражение для ударной адиабаты в координатах давление–плотность:

$$p_{\rm YB} = \rho_0 a^2 \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{\rm YB}}\right) \left(1 - b \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{\rm YB}}\right)\right)^{-2},\tag{1.6}$$

и уравнение, называемое ударной адиабатой в координатах «давление – массовая скорость»:

$$p_{\rm YB} = \rho_0 \cdot u_{\rm YB} \left( a + b \cdot u_{\rm YB} \right). \tag{1.7}$$

Из последнего уравнения получаем выражение, которое позволяет по давлению на фронте ударной волны  $p_{\rm YB}$  найти массовую скорость  $u_{\rm YB}$ , если волна распространяется по неподвижной среде в положительном направлении оси x (рис. 1.1):

$$u_{\rm YB} = \frac{a}{2b} \left[ \sqrt{1 + \frac{4b \cdot p_{\rm YB}}{\rho_0 a^2}} - 1 \right].$$
(1.8)

Экспериментально определенная ударная адиабата  $D = D(u_{\rm YB})$  позволяет найти уравнение состояния среды, при этом, исходя из общих теоретических представлений, задаются формой этого уравнения. Например, известна одна из простейших форм уравнения типа Ми-Грюнайзена:

$$p = p_{\rm X}(v) + \Gamma \cdot \frac{C_v T}{v}, \qquad (1.9)$$

$$e = -\int_{v_0}^{v} p_{\rm X}(v) \, dv + C_v T, \qquad (1.10)$$

где  $p_X = p_X(v)$  — холодная составляющая давления (при температуре T = 0 K), зависящая только от удельного объема v;  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена, принятый здесь за константу;  $C_v$  — среднее значение удельной теплоемкости для некоторого диапазона температур, T — температура.

Нахождение уравнения состояния при заданной его форме сводится к определению зависимости  $p_X = p_X(v)$ . Для этого можно решить систему уравнений, образованную выражениями (1.1)–(1.4) и уравнениями, которые получают из (1.9) и (1.10) подстановкой в них  $p = p_{\rm YB}$  и  $e = e_{\rm YB}$ . В этой получившейся системе уравнений индекс «УВ» при удельном объеме опускают, заменяя  $v_{\rm YB}$  на v. Используя численный метод решения системы уравнений, получают зависимости:  $p_X$  от v и  $T = T_{\rm YB}$  от  $p_{\rm YB}$  в табличном виде, после чего подбирают аппроксимирующие аналитические зависимости:  $p_X = p_X(v)$  и  $T = T_{\rm YB}(p_{\rm YB})$ .

Для температуры ударно-волнового разогрева часто используют простейшую аппроксимацию:

$$T_{\rm YB} = T_{\rm YB}^0 + \dot{T}_p \cdot P_{\rm YB}.$$

Коэффициент  $T_{\rm VB}^0$  близок к начальной температуре вещества  $T_0$ , а коэффициент  $T_p$  для органических веществ лежит в интервале (25...60) К/ГПа.

Зная  $T_{\rm YB}$ , можно найти приращение энтропии  $\Delta S_{\rm YB}$  при ударно-волновом сжатии. В случае принятой нами формы уравнения состояния:

$$\Delta S_{\rm yB} = C_{\upsilon} \cdot \ln\left[\left(\frac{T_{\rm yB}}{T_0}\right) \left(\frac{\upsilon_{\rm yB}}{\upsilon_0}\right)^{\Gamma}\right].$$

Если давление на плоскости приложения внешнего воздействия достигает свое конечное значение не мгновенно, не скачкообразно, а за конечное время, существенно большее  $\tau_{\rm VB}$ , то по среде начинает распространяться возмущение, называемое просто волной сжатия. Ширина и длительность фронта волны сжатия в так называемых термодинамически нормальных средах сокращается по мере ее распространения, и волна сжатия может трансформироваться в ударную волну (т.е. волну ударно-волнового сжатия). Пока эта трансформация не завершилась, частицы вещества при сжатии до того же давления или удельного объема, что и при ударно-волновом процессе, разогреваются до температур, существенно меньших чем Тув, и, соответственно, претерпевают меньшее приращение энтропии. Это связано с меньшими абсолютными значениями градиентов массовых скоростей  $\partial u/\partial x$  во фронте волны сжатия по сравнению с ударно-волновым фронтом и, соответственно, меньшим разогревом вещества за счет сил вязкого взаимодействия его частиц.

Существуют диапазоны амплитуд давлений и длительностей фронтов волн сжатия, при которых не происходит повышение энтропии вещества. При этом сжатие называют изоэнтропическим, а соотношение, связывающее давление и удельный объем, называют изоэнтропой. Если уравнение состояния вещества имеет вид соотношений (1.9), (1.10), то температура изоэнтропического сжатия находится как

$$T_S = T_0 \left(\frac{v_0}{v}\right)^{\Gamma},$$

а уравнение изоэнтропы для вещества с начальными параметрами состояния  $T = T_0$ ,  $v = v_0$  можно привести к следующему виду:

$$p_{S} = p_{X}(v) + p_{T_{0}} \left(\frac{v_{0}}{v}\right)^{\Gamma+1} = p_{X}(\rho) + p_{T_{0}} \left(\frac{\rho}{\rho_{0}}\right)^{\Gamma+1}, \qquad (1.11)$$

где  $p_{T_0} = C_v T_0 \frac{\Gamma}{v_0} = C_v T_0 \rho_0 \Gamma$  — тепловая составляющая давления вещества, имеющего удельный объем  $v_0$  и находящегося при температуре  $T_0$ .

Величина, определяемая как  $c = \sqrt{\frac{\partial p_S}{\partial \rho}} = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S}$ , называется изоэнтропической скоростью звука. Для приведенного выше уравнения изоэнтропы:

$$c^{2} = \left(\frac{\partial p_{X}}{\partial \rho}\right) + (\Gamma + 1)\frac{p_{T_{0}}}{\rho_{0}} \left(\frac{\rho}{\rho_{0}}\right)^{\Gamma}.$$
 (1.12)

Неразрывное течение среды в волнах разрежения и изоэнтропического сжатия описывают, используя законы сохранения импульса, массы и энергии, но записанные уже в виде уравнений в частных производных. Для получения соотношения между давлением и скоростью частиц удобно воспользоваться уравнениями этой системы (дополненной уравнением состояния), преобразованными к характеристической форме. В волне, которая распространялась бы по мишени с однородным распределением параметров начального состояния движения  $p_0$ ,  $u_0$  в положительном направлении оси лагранжевых координат h, т.е. в том же направлении, в котором распространятся ударная волна на рис. 1.2, параметры состояния движения частиц среды p и u должны удовлетворять соотношению вдоль характеристики  $\frac{dh}{dt} = -\frac{\rho \cdot c}{\rho_0}$ :

$$u = u_0 + \int_{P_0}^{p} \frac{dp}{\rho \cdot c}.$$
 (1.13)

В этих выражениях: *p* — давление при изоэнтропическом сжатии или разрежении вещества, вычисляемое, например, по (1.11); *c* — изоэнтропическая скорость звука, вычисляемая, например, по (1.12).



Рис. 1.2. Изображение в лагранжевых координатах распространения возмущений в жидкой среде при сравнительно небольших давлениях ударно-волнового сжатия

Соотношение (1.13) между давлением p и массовой скоростью u будем называть изоэнтропой в координатах «давление – массовая скорость», а график этой зависимости на плоскости p-u будем называть (p-u)-диаграммой изоэнтропического изменения давления при сжатии, если  $p > p_0$ , или при разрежении, если  $p < p_0$ .

В практике инженерных расчетов течений конденсированных сред обычно используют более простой способ вычисления скорости звука c по сравнению с (1.12) и более простое соотношение между давлением и массовой скоростью при изоэнтропическом изменении давления. В основу этого упрощения положено следующее, экспериментальное установленное обстоятельство. Если по среде с «нулевым» начальным состоянием движения ( $p_0 = 0$ ;  $u_0 = 0$ ) распространяется ударная волна с давлением на фронте волны, которое не превышает величины порядка  $\rho_0 a^2$ , то график зависимости между давлением и массовой скоростью на фронте ударной волны

$$p = \rho_0 u \left( a + bu \right) \tag{1.14}$$

практически совпадает с (*p*-*u*)-диаграммой изоэнтропического сжатия (1.13).

При записи (1.14) мы использовали (1.1) и (1.5), опустив, как это будем делать в дальнейшем, индекс «УВ». Из условия совпадения

(*p*-*u*)-диаграммы ударно-волнового сжатия (1.14) и изоэнтропийного сжатия (1.13) следует

$$\rho c = dp/du = \rho_0 \left( a + 2bu \right), \tag{1.15}$$

поэтому для скорости звука конденсированного вещества в сжатом состоянии мы имеем

$$c = (a+2bu) \cdot \rho_0 / \rho, \qquad (1.16)$$

где  $\rho$  — плотность вещества, сжатого изоэнтропическим образом, отличающаяся от плотности вещества, сжатого ударной волной с тем же значением массовой скорости на фронте.

Совместное рассмотрение (1.14) и (1.16) и определения скорости звука  $c^2 = \partial p / \partial \rho$  позволяет получить уравнение для изоэнтропы:

$$p = \frac{\rho_0 a^2}{4b} \cdot \exp\left[\frac{4b}{3}\left(\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^3 - 1\right)\right],$$

а затем и для скорости звука:

$$c = (a + 2bu) \left\{ 1 + \frac{3}{2b} \ln \frac{a + 2bu}{a} \right\}^{-1/3}.$$
 (1.17)

Очень часто пренебрегают различием плотностей среды, сжимаемой до одинакового давления ударно-волновым и изоэнтропическим образом, и вычисляют c по (1.16) приближенно, находя  $\rho_0/\rho$  по соотношениям на фронте ударной волны:

$$c = [a + (b - 1)u] \cdot \left[1 + (1 + a/bu)^{-1}\right] =$$
  
=  $(a + 2bu) \cdot [a + (b - 1)u]/(a + bu).$  (1.18)

Иногда бывает удобнее использовать аналогичное выражение, но в форме

$$c = (a + 2bu)(D - u)/D.$$

При давлениях  $\sim 10$  ГПа в таких средах, как вода, органические жидкости, высокоплотные BB, металлы, погрешность вычисления c по (1.18) по сравнению с (1.17) не превышает 15...20%.

Следствием того, что при распространении по покоящейся однородной среде ( $p_0 = 0$ ,  $u_0 = 0$ ) волн с давлением на фронте, не превышающим величину порядка  $\rho_0 a^2$ , ударная адиабата и изоэнтропа в координатах p-u практически совпадают, является постоянство давления и массовой скорости за фронтом ударной волны вдоль траекторий с наклоном, соответствующим

$$\frac{dh}{dt} = \frac{c\rho}{\rho_0} = a + 2b \cdot u,$$

где величина  $c\rho/\rho_0 = a + 2b \cdot u$  называется лагранжевой скоростью звука (будем обозначать ее как  $c_{\Pi}$ ).

Рисунок 1.2 иллюстрирует распространение возмущений, характерных для ударно-волнового сжатия среды. При этом полагается, что к плоскости мишени неограниченных поперечных размеров приложено давление p(t), изменяющееся во времени так, как это показано на левом квадранте рисунка.

Каждому значению давления *p*, действующего на плоскость мишени, соответствует свое значение скорости частиц на этой плоскости и, вычисляемое по формуле, полученной из (1.8) подстановкой  $p_{\rm YB} = p$ , и свое значение лагранжевой скорости звука  $c_{\pi} = a + 2b \cdot u$ . Вдоль прямых с наклоном в лагранжевых координатах  $dh/dt = c_{\pi} = a + 2bu$  эти значения (p и u) остаются неизменными, т. е. «переносятся» на ударный фронт, «создавая» на нем скачки массовой скорости (от  $u = u_0 = 0$  до u) и давления (от  $p = p_0 = 0$  до p). От точки 1 до точки  $1^*$  фронт ударной волны движется с постоянной скоростью. От точки 1\* до 2\* происходит замедление фронта ударной волны. Начиная с точки 2\*, амплитуда скачка давления на фронте ударной волны становится «нулевой» и волна становится звуковой. Прямые линии с наклоном  $dh/dt = c_{\pi}$  можно рассматривать как траектории распространения бесконечно малых возмущений массовой скорости и и давления р в отличие от возмущений «разрывного» характера, распространяющихся вдоль траектории фронта ударной волны.

На рис. 1.1, *в* показана зависимость от времени давления, или временной профиль давления p(t) в заглубленной точке мишени A, через которую в момент времени  $t_3$  пройдет фронт ударной волны, а затем с некоторой задержкой  $t_{pyB}$  — фронт волны разрежения. Абсолютное значение скорости изменения давления, вызванной волной разрежения, пришедшей с задержкой  $t_{pyB} \neq 0$ , на порядок меньше, чем скорость нарастания давления во фронте ударной волны. Расчет скорости нарастания давления, при которой волна сжатия может считаться изоэнтропической, является достаточно сложным и нами не рассматривается.

Для описания распространения возмущений в среде используют как лагранжеву, так и эйлерову систему координат. Следует иметь в виду, что в эйлеровых координатах описание и иллюстрация распространения возмущений в ударной волне, фронт которой движется с переменной скоростью, даже в случае совпадения изоэнтропы и ударной адиабаты в координатах (*p*, *u*), может оказаться более сложной задачей.

## § 2. Метод диаграмм пространственно-временных координат и параметров состояния движения

Метод диаграмм параметров состояния движения и пространственно-временных координат, обычно называемый упрощенно и условно методом (p-u)- и (t-x)-диаграмм ((t-h)-диаграмм, если используется не эйлеровы, а лагранжевы координаты), является необходимым инструментом анализа ударно-волновых процессов. Этот метод заключается в совместном рассмотрении траекторий распространения возмущений среды на пространственно-временной диаграмме (плоскости с координатами расстояние-время) и возможных изменений параметров состояния движения среды при этих возмущениях. Графические построения, выполняемые при этом рассмотрении, в настоящее время обычно используют как иллюстрации к анализу газодинамических процессов на качественном уровне рассуждений или на стадии формирования алгоритма алгебраического метода нахождения характерных параметров движения в сжимаемых средах.

Мы рассмотрим основные положения метода (p-u)- и (t-x)-диаграмм применительно к анализу плоскосимметричных течений, главным образом, в конденсированных средах. Некоторые особенности построений для одномерных, но не плоскосимметричных течений, будут отмечены особо.

**2.1. Отображение волновых изменений параметров состояний** движения сред в плоскостях с координатами: «давление-массовая скорость» и «расстояние-время». В координатах «расстояние-время» (рис. 2.1) изображаются траектории движения фронтов ударно-волновых возмущений (сплошные толстые линии с индексом D), частиц (штриховые линии с индексом u). В этих же координатах изображают характеристики (сплошные тонкие линии), с помощью которых изображаются распространения слабых или бесконечно малых возмущений по частицам среды. В эйлеровых координатах (рис. 2.1, a) вдоль характеристик с наклоном, соответствующим  $\partial x/\partial t = u + c$ , выполняются соотношения между параметрами состояния движения p и u (интегралы Римана со знаком «-»):

$$u = u_{\mathrm{H}} - \int\limits_{p_{\mathrm{H}}}^{p} rac{1}{
ho \cdot c} \, dp,$$

а вдоль характеристик с наклоном, соответствующим  $\partial x/\partial t = u - c$ , выполняются соотношения (интегралы Римана со знаком «+»):

$$u = u_{\rm H} + \int\limits_{p_{\rm H}}^{p} \frac{1}{\rho \cdot c} \, dp$$

Рис. 2.1. Изображения траекторий: a — частиц (u), ударно-волновых (D) и малых возмущений (u + c), (u - c) в эйлеровых координатах; б — малых возмущений  $+c_{\pi}$ ,  $-c_{\pi}$  в лагранжевых координатах



В приведенных выражениях  $u_{\rm H}$  и  $p_{\rm H}$  — известные или заданные значения параметров состояния движения в некоторой точке диаграммы «расстояние-время», через которую проходит рассматриваемая характеристика. Эти параметры могут рассматриваться как начальные, которые затем изменяются в результате распространения возмущений.

В лагранжевых координатах (рис. 2.1,  $\vec{o}$ ) аналогичные соотношения (интегралы Римана со знаком «–» или «+») выполняются вдоль  $+c_{\Pi}$  и  $-c_{\Pi}$  характеристик:

$$u = u_{\mathrm{H}} - \int_{p_{\mathrm{H}}}^{p} \frac{1}{\rho_{0} \cdot c_{\Pi}} dp$$
 вдоль  $\frac{dh}{dt} = \frac{+c\rho}{\rho_{0}} = +c_{\Pi},$   
 $u = u_{\mathrm{H}} + \int_{p_{\mathrm{H}}}^{p} \frac{1}{\rho_{0} \cdot c_{\Pi}} dp$  вдоль  $\frac{dh}{dt} = \frac{-c\rho}{\rho_{0}} = -c_{\Pi}.$ 

Параметры состояния движения частицы потока (частиц в нормальном сечении трубок тока) изображаются точками в плоскости с координатами «давление p — массовая скорость u» (рис. 2.2). Мы будем называть ее для краткости (p-u)-плоскостью. На рис. 2.2 выделено некоторое состояние движения частицы  $(p_{\rm H}, u_{\rm H})$ , которое мы принимаем за начальное. Состояние движения любой частицы может изменяться на некоторое новое только в результате прохождения через нее какого-либо возмущения (фронта ударной волны, слабого изменения давления в волне сжатия или разрежения). Множество новых возможных параметров состояний движений (p, u), в которое может перейти частица потока, изображается линией, проходящей через начальное состояние движения  $(p_{\rm H}, u_{\rm H})$  и называемой (p-u)-диаграммой. Форма и направление этой (p-u)-диаграммы, определяемое знаком производной  $\partial p/\partial u$ , зависит от характера возмущения, которому подвергается среда, и тем, куда обращено возмущение.

В соответствии с классическими теоретическими курсами газодинамики волну, состояние перед фронтом которой (или перед головной характеристикой которой) лежит справа от фронта (или справа от головной характеристики), будем называть обращенной вправо. Если состояние перед фронтом волны лежит слева от фронта, то волну будем называть обращенной влево.

К простым волнам относятся те, в которых все возмущения состояний движения среды распространяются в одном направлении. В простой волне состояния движения вдоль характеристик, обращенных в ту же сторону, в которую обращена волна, неизменны. При этом состояния движения вдоль любой характеристики, обращенной в направлении, обратном распространению простой волны (или характеристики с другим знаком), описываются единой зависимостью p(u), соответствующей интегралу Римана со знаком «+», если простая волна

<i>t</i> – <i>h</i> диаграммы	<i>р</i> – <i>и</i> диаграммы	Характеристики волн
		всоп
		ВРОП
		ВСОЛ
		ВРОЛ
		УВОП
		УВОЛ

Рис. 2.2. Изображения (t-h)-диаграмм (время-расстояние) и (p-u)-диаграмм (давление-массовая скорость) для простых и ударных волн, обращенных вправо и влево:  $I - (+c_{\pi})$  — характеристики для простой волны, обращенной вправо;  $I^* - (-c_{\pi})$  — характеристики для простой волны, обращенной влево;  $2 - (-c_{\pi})$  — характеристики в зоне стационарного течения, по которой распространяется простая волна (или ударная волна), обращенная вправо;  $2^* - (+c_{\pi})$  — характеристики в зоне стационарного течения, по которой распространяется простая волна (или ударная волна), обращенная влево;  $D - \phi$ ронт ударной волны; ВСОП — волна сжатия, обращенная вправо; ВРОП — волна разрежения, обращенная влево; УВОЛ — ударная волна, обращенная влево; Г — головная характеристика Х — хвостовая характеристика

обращена вправо, и со знаком «-», если простая волна обращена влево (рис. 2.2).

Например, если простая волна обращена вправо, то вдоль характеристик, также обращенных вправо (вдоль  $+c_{\Pi}$  или (u+c)-характеристик), сохраняются неизменными «свои» значения давления p и массовой скорости u. Но при переходе по  $-c_{\Pi}$  или по (u-c)-характеристике от одной  $+c_{\Pi}$  или (u+c)-характеристики к другой характеристике того же знака «+» параметры состояния движения  $(p \ u \ u)$  изменяющиеся значения давления p и массовой скорости u остаются связанными единой для простой волны, обращенной вправо,

зависимостью p(u), которая соответствует интегралу Римана со знаком «+»:

$$u = u_{\mathrm{H}} + \int_{P_{\mathrm{H}}}^{p} \frac{1}{
ho_{0} \cdot c_{\mathrm{J}}} dp$$
 или  $u = u_{\mathrm{H}} + \int_{P_{\mathrm{H}}}^{p} \frac{1}{
ho \cdot c} dp.$ 

Наиболее просто решаются задачи, при которых новые состояния движения возникают в результате распространения простых волн (сжатие или разрежение) или ударных волн.

Значения давления  $p_{\rm H}$  и скорости  $u_{\rm H}$  в зоне стационарного течения (или, в частности, покоя), по которому распространяется простая волна, определяют точку ( $p_{\rm H}, u_{\rm H}$ ) (p-u)-плоскости. А знак «+» или «-» в интеграле Римана определяет направление наклона (p-u)-диаграммы, проходящей через эту точку, и соответствует направлению обращения простой волны.

Интеграл Римана со знаком «+» определяет (p-u)-диаграмму, наклон которой соответствует  $\partial p/\partial u > 0$  для простой волны, обращенной вправо. Интеграл Римана со знаком «-» определяет (p-u)-диаграмму, наклон которой соответствует  $\partial p/\partial u < 0$  (для простой волны, обращенной влево). Если по среде с постоянными параметрами состояния движения  $p_{\rm H}$  и  $u_{\rm H}$  распространяется ударная волна, то (p-u)-диаграммы, проходящие через точку  $(p_{\rm H}, u_{\rm H})$ , строятся по уравнению:

$$u = u_{\rm H} \pm \sqrt{(p - p_{\rm H})(v_{\rm H} - v)}$$
,

где  $v_{\rm H}$  и v — удельные объемы среды перед фронтом и на фронте ударной волны.

Знак «+» соответствует (p-u)-диаграмме ударной волны, обращенной вправо, с наклоном, отвечающим  $\partial p/\partial u > 0$ . Знак «-» используется для построения (p-u)-диаграммы ударной волны с наклоном, соответствующим  $\partial p/\partial u < 0$  (для волны, обращенной влево).

Если параметры начального состояния  $p_{\rm H}$ ,  $u_{\rm H}$ ,  $v_{\rm H}$  не равны значениям, определенным в стандартных условиях (атмосферное давление, температура 298 К, среда покоится), для которых обычно экспериментально находят ударные адиабаты D = D(u), то для построения (p-u)-диаграммы необходимо знание уравнения состояния вещества. Решение такой задачи является достаточно «громоздким», и, поэтому, (p-u)-диаграммы для ударных волн конденсированных сред проводят при выполнении простейших расчетных оценок обычно приближенно. При этом в качестве исходной информации используют параметры (p-u)-диаграммы  $(\rho_0, a, b)$  для ударных волн, проходящих через среду с начальным состоянием движения:  $(p_{\rm H} = 0; u_{\rm H})$ . Уравнение (p-u)-диаграмм, проходящих через точку с  $p_{\rm H} = 0$  и  $u_{\rm H} \neq 0$ , принимают в виде:

$$u = u_{\rm H} \pm \frac{a}{2b} \left[ \sqrt{1 + \frac{4b \cdot p}{\rho_0 a^2}} - 1 \right],$$

где знак «+» берется, если ударная волна обращена вправо, и «-», если ударная волна обращена влево.

2.2. Особенности диаграмм состояний движения высокоплотных конденсированных сред. Рисунок 2.3 иллюстрирует особенность (*p*-*u*)-диаграмм для высокоплотных конденсированных веществ, выявляемую при изображении их на общей (*p-u*)-плоскости с единым общим начальным состоянием движения (*P*<sub>H</sub>, *u*<sub>H</sub>). Сравнение положения (p-u)-диаграмм, построенных с использованием уравнений сохранения на фронте ударной волны и в области неразрывного течения, дополненных единым уравнением состояния, характерным для сплошных конденсированных веществ, обнаруживает лишь их незначительное различие при сравнительно небольших увеличениях давлений. Если амплитуда волн изоэнтропического и ударно-волнового сжатия не превышает величину около  $\rho_0 a^2$ , то относительными различиями (*p*-*u*)-диаграмм (по давлению и массовой скорости) порядка единиц процентов обычно пренебрегают. Следует подчеркнуть, что такое упрощение допустимо лишь при анализе волнового сжатия конденсированных веществ с пористостью не более нескольких процентов.

Это обстоятельство с учетом того, что (p-u)-диаграммы строятся с использованием интегралов Римана со знаком «+» и «-», положено в основу правила, очень удобного при анализе ударно-волновых процессов в высокоплотных конденсированных средах. Согласно этому правилу, для среды с известными характеристиками сжимаемости в (p-u)-плоскости через каждую точку, которая для некоторого волнового процесса принимается за изображение начального состояния движения, можно провести две (p-u)-диаграммы, расположенные сим-



Рис. 2.3. Особенности расположения (*p*-*u*)-диаграмм для сплошных конденсированных сред (сплошных или малой пористости): ВИР — волновое изоэнтропическое разрежение; ВИС — волновое изоэнтропическое сжатие; УВС — ударно-волновое сжатие; ВОЛ — волна, обращенная влево; ВОП — волна, обращенная вправо

метрично друг другу относительно заданного значения массовой скорости (координаты этой точки). Одна (p-u)-диаграмма имеет наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u > 0$  и отображает изменение состояний движения в волне, обращенной вправо. Другая (p-u)-диаграмма имеет наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u < 0$  и отображает изменение состояний движения в волне, обращенной влево. Верхние ветви (p-u)-диаграмм соответствуют волнам сжатия, а нижние ветви — волнам разрежения. Верхние и нижние ветви (p-u)-диаграмм, обращенных в одну сторону, в точке с координатами  $(p_{\rm H}, u_{\rm H})$  сопрягаются без излома (имеют общую касательную прямую), независимо от того, является верхняя ветвь (p-u)-диаграммой ударно-волнового или изоэнтропического сжатия.

Если бы сжимаемая среда являлась газообразной или обладала высокой пористостью, то (p-u)-диаграммы ударно-волнового и изоэнтропического сжатий существенно бы расходились из точки ( $(p_{\rm H}, u_{\rm H})$  даже при небольшом возрастании давления (меньшем, чем  $\rho_0 a^2$ ).

Рисунок 2.4 иллюстрирует применение этого правила при анализе методом (t-x)- и (p-u)-диаграмм процесса, возникающего в результате выхода фронта ударной волны так называемого ступенчатого временного профиля на границу раздела двух сред, которые различаются динамической сжимаемостью. Назовем среду, лежащую слева от рассматриваемой границы раздела, «экраном», а справа — «мишенью».

Пусть на фронте  $D_{\Im}$  ударной волны в экране вблизи его границы с мишенью происходит скачок давления амплитудой  $p_{\Im}$ , и за фронтом некоторое время не происходит изменения давления, что соответствует «ступенчатости временного профиля давления». Вещества экрана и мишени, находящиеся справа от этого фронта, находятся при нулевом начальном давлении и имеют нулевую начальную скорость (начальные состояния движения:  $p_{\rm H} = 0$ ;  $u_{\rm H} = 0$ ). Начальная плотность материала экрана и коэффициенты ударной адиабаты (в координатах волновая-массовая скорости) равны, соответственно,  $\rho_{0\Im}$ ,  $a_{\Im}$  и  $b_{\Im}$ . У мишени эти характеристики равны, соответственно,  $\rho_{0M}$ ,  $a_M$  и  $b_M$ .



Рис. 2.4. Решение задачи о распаде разрыва при прохождении ударной волной границы раздела экрана с мишенью из материала с меньшим динамическим импедансом (с большей сжимаемостью, или меньшей жесткостью): a - (t-x)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма

Исходные данные для решения задачи сформулированы так, что для экрана и мишени с начальными состояниями движения  $p_0 = 0$ ;  $u_0 = 0$  заданы (p-u)-диаграммы для состояний движения в ударных волнах, обращенных вправо. Уравнение (p-u)-диаграммы для экрана имеет вид

$$p = \rho_{0\ni} u(a_{\ni} + b_{\ni} u),$$

который на рис. 2.4 отображен линией с обозначением  $\Pi \Theta(0)$ . Буква  $\Pi$  означает, что волна обращена вправо,  $\Theta$  — волна распространяется по экрану, а цифра 0 — то, что начальное состояние перед фронтом этой волны на (p-u)-диаграмме изображается точкой «0».

Для (p-u)-диаграммы мишени имеем обозначение  $\Pi M(0)$  и уравнение

$$p = \rho_{0\mathsf{M}} u(a_\mathsf{M} + b_\mathsf{M} u).$$

Для полной определенности в исходных данных задачи найдем вторую координату для состояния движения на фронте ударной волны с давлением  $p_{\Im}$ :

$$u_{\mathfrak{I}} = \frac{a}{2b_{\mathfrak{I}}} \left[ \sqrt{1 + \frac{4b_{\mathfrak{I}}p_{\mathfrak{I}}}{\rho_{0\mathfrak{I}}a_{\mathfrak{I}}^2}} - 1 \right].$$

Решение задачи о процессе, возникающем в результате выхода фронта ударной волны, траектория которого обозначена на (t-x)-диаграмме как ПЭ(0), сводится к определению характера возмущений, возникающих в точке 1, а затем распространяющихся от нее как в мишень, так и в экран (и количественной оценке этих возмущений).

Решение начинаем с очевидного предположения о том, что выход фронта ПЭ(0) на границу с мишенью порождает отраженное возмущение в экране, обращенное влево. Изображаем на (t-x)-диаграмме начальный участок траектории этого возмущения в виде короткого отрезка с углом наклона, соответствующим  $\partial x/\partial t < 0$  (при этом удобнее преждевременно не думать о количественной оценке угла наклона этой траектории и о характере отраженного возмущения). Нетрудно увидеть, что начальным состоянием движения для этого возмущения является  $(p_{\ni}, u_{\ni})$ . Поэтому обозначаем на (t-x)-диаграмме траекторию этого возмущения ЛЭ(Э), где Э — обозначение точки Э на (p-u)-диаграмме, изображающей начальные параметры состояния движения  $(p_{\ominus}, u_{\ominus})$ .

Новые состояния движения (p, u), возникающие за фронтом этого возмущения, обращенного влево в экране, могут изображаться только точками (p-u)-диаграммы, которая проходит через начальное состояние  $(p_{\ni}, u_{\ni})$  и имеет наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u < 0$ . Следуя ранее приведенному правилу, проводим эту (p-u)-диаграмму через точку  $(p_{\ni}, u_{\ni})$  симметрично (p-u)-диаграмме волны, обращенной вправо (симметричность ветвей (p-u)-диаграмм отображена однотипными «засечками»). Проводим верхнюю и нижнюю ветви (p-u)-диаграммы, пока не задумываясь над тем, какой характер будет иметь отраженное возмущение — вызовет подъем или снижение давления по отношению к начальному значению  $p_{\Im}$ . Обозначим проведенную (p-u)-диаграмму  $Л\Im(\Im)$  и из условия ее симметричности (p-u)-диаграмме  $\Pi\Im(0)$  запишем уравнение

$$p = \rho_{0\Im}(2u_{\Im} - u) \left[ (a_{\Im} + b_{\Im}(2u_{\Im} - u)) \right].$$
(2.1)

Также полагаем очевидным, что в результате выхода ударной волны из экрана на границу с мишенью в последней возникает некоторое возмущение, обращенное вправо. Поэтому изображаем начальную часть его траектории на (t-x)-диаграмме отрезком ПМ(0). Это возмущение распространяется по веществу мишени, находящемуся в начальном невозмущенном состоянии  $p_0 = 0$ ;  $u_0 = 0$  (точка 0 на (p-u)-диаграмме). Новое начальное состояние движения, которое может возникнуть за фронтом этого возмущения, может изображаться только точкой на (p-u)-диаграмме ПМ(0), уравнением которой является

$$p = \rho_{0M} u (a_M + b_M u).$$
 (2.2)

Состояние движения (p, u) на границе раздела экрана и мишени является одновременно состоянием движения материалов экрана и мишени, причем давления, равно как и скорости движения частиц сред с обеих сторон непроницаемой границы, должны быть одинаковыми. Поэтому состояние движения на границе раздела экрана и мишени, возникающее в точке 1 (на (t-x)-диаграмме) должно изображаться общей точкой (p-u)-диаграмм ПМ(0) и ЛЭ(Э). Графически состояние движения, возникающее в точке 1, находится как точка пересечения (p-u)-диаграмм и обозначается так же точкой 1. Значения параметров состояния движения  $p_1, u_1$  можно найти алгебраически решением системы уравнений (2.1) и (2.2).

После нахождения параметров состояния движения (*p*,*u*), возникающего в точке 1 (на (t-x)-диаграмме), можно с помощью (p-u)-диаграмм определить характер возмущений, которые распространяются от нее в экране и мишени. В мишени распространяется волна, в которой вещество переходит от давления  $p_0 = 0$  к давлению  $p = p_1$ . Этот переход осуществляется в одной точке на (t-x)-диаграмме, стало быть, мгновенно, и поэтому волна сжатия является ударной волной. В экран распространяется волна, в которой вещество переходит от давления  $p_{\Im}$ к давлению  $p = p_1 < p_{\mathfrak{P}}$  (см. (p-u)-диаграмму). Поэтому волна, обращенная влево в экране ЛЭ(Э), является волной разрежения. Переход от  $p_{\mathfrak{H}}$  к  $p_1 < p_{\mathfrak{H}}$  в точке 1 (на (t-x)-диаграмме) произошел мгновенно. Но ударных волн разрежения в материалах, у которых с уменьшением давления уменьшается плотность и уменьшается скорость звука, не существует. Поэтому волна разрежения в экране, возникшая в точке 1, является центрированной с характеристиками, расходящимися веером из точки 1 (состояния движения со слабыми давлениями отстают от состояний движения с большими давлениями). Центрированную волну

разрежения в экране изображаем двумя характеристиками, выходящими из точки 1 — головной и хвостовой.

После определения характера возмущений можно провести корректировку их первоначальных, априорных, изображений.

Вдоль головной характеристики волны разрежения сохраняются постоянными начальные состояния движения рэ и иэ. Вдоль хвостовой характеристики сохраняются постоянными состояния движения

*p*<sub>1</sub> и *u*<sub>1</sub>, возникающие в результате разрежения материала экрана. Головная характеристика волны разрежения имеет наклон к оси t больший, чем хвостовая характеристика.

Приведенный анализ волнового процесса на границе раздела сред, являющегося частным случаем так называемого распада разрыва, выполнен для материала экрана, сжимаемость которого меньше чем у мишени.

Если сжимаемость вещества экрана, наоборот, больше чему мишени (т.е. материал мишени в газодинамическом отношении более жесткий, чем вещество экрана), то волна в нем, обращенная влево и образующаяся при отражении ударной волны от границы с мишенью, является не волной разрежения, а ударной волной с давлением p1, которое нахо-

 $u_1$ Рис. 2.5. Диаграмма состояний движения при отражении ударной волны от границы экрана с мишенью из материала с большим динамиче-

 $p_1$ 

 $p_{\mathfrak{B}}$ 

ЛЭ(Э)

 $\Pi M(0)$ 

ским импедансом (с меньшей сжимаемостью, или большей жесткостью)

дится на (p-u)-диаграмме по точке пересечения диаграммы  $\Pi M(0)$ с верхней ветвью диаграммы ЛЭ(Э) (рис. 2.5). Строго говоря, ветви (p-u)-диаграмм для ударных волн, исходящие из точки Э, необходимо строить как ударные адиабаты повторного ударно-волнового сжатия с начальным давлением  $p_{\rm H} = p_{\Im} \neq 0$  с привлечением уравнения состояния вещества (или новых экспериментальных адиабат для повторного сжатия). В (p-u)-координатах ударная адиабата повторного сжатия не совпадает с продолжением ударной адиабаты однократного сжатия начального состояния  $p_{\rm H} = 0$ . Поэтому использование нами допущения о совпадении (*p*-*u*)-диаграмм однократного и повторного ударно-волнового сжатия и правила симметрии (*p*-*u*)-диаграмм могут привести к ошибке в определении давления  $p_1$  до 10% (ориентировочно). Однако такие погрешности при оценочных расчетах на стадии планирования экспериментов (а иногда и при обработке их результатов) можно считать вполне приемлемыми.

При рассмотрении волнового взаимодействия двух сред, сравнительно мало отличающихся по сжимаемости, сопровождаемого умеренными изменениями давления, можно использовать приблизительное решение. Его приближенность заключается в пренебрежении ис-

ПЭ(0)

u

кривленностью (p-u)-диаграмм, обусловленной зависимостью волновых скоростей от массовых скоростей (D = a + bu) и использовании так называемого акустического приближения  $D = \text{const} = c_0$ .

Использование акустического приближения при построении диаграмм ПЭ(0), ЛЭ(Э), ПМ(0), аналогичных показанным на рис. 2.4, б и рис. 2.5, позволяет получить связь давления  $p_{\Im}$  в ударной волне, набегающей на границу раздела экрана с мишенью, и давления  $p_1$ , возникающего на этой границе непосредственно после отражения набегающей волны:

$$p_1 = p_{\rm M} = p_{\rm \Im} \frac{2\rho_{\rm 0M} c_{\rm 0M}}{\rho_{\rm 0M} c_{\rm 0M} + \rho_{\rm 0\Im} c_{\rm 0\Im}}.$$

Произведение начальных плотности и скорости звука ( $\rho_0 c_0$ ) называется акустическим импедансом среды. Произведение плотности и скорости звука вещества, находящегося в сжатом состоянии, называется динамическим импедансом:  $\rho \cdot c = \rho_{0c} \cdot c_{\pi} = dp/du$ . Величина, равная  $\rho c^2$ , называется динамической жесткостью.

Пример решения задачи с помощью рисунков 2.4 и 2.5 позволяет сформулировать алгоритм нахождения значений новых параметров состояния движения (p, u), возникающего в рассматриваемой плоскости контакта двух сред в результате подхода к ней и, затем, испускания от нее либо простых волн разрежения или сжатия, либо ударных волн. Похожий алгоритм можно использовать для оценки значений новых параметров состояния движения, возникающего в рассматриваемом сечении потока среды в результате выхода на него в общем случае двух возмущений, одно из которых обращено вправо, а другое влево. Такие задачи часто возникают в практике проведения газодинамических экспериментов в области техники взрыва и удара и требуют использования физически ясных, но формализованных и надежных методов решения.

**2.3. Элементы алгоритма решения задач с использованием метода диаграмм пространственно-временных координат и параметров состояния движения.** Многие из упомянутых задач могут быть решены в первом приближении путем повторных выполнений процедур, каждая из которых содержит указанные ниже шаги.

Шаг 1. Исходя из общих, возможно «интуитивных», соображений, проводим начальные участки траекторий, которые изображают возмущения, распространяющиеся в «будущее» из характерных точек рассматриваемой среды (или сечений потока) на (t-x)-диаграмме (или на (t-h)-диаграмме). Такими траекториями являются либо характеристики волн сжатия или разрежения, обращенных вправо или влево, либо траектории фронтов ударных волн. При этом не надо задумываться о количественной оценке этих возмущений (в частности, может оказаться, что это «нулевое» возмущение).

Шаг 2. На (*p*-*u*)-плоскости находим начальные состояния движения, которые затем будут меняться на новые, появляющиеся в областях

течения, расположенных непосредственно за траекториями, изображенными при выполнении шага 1. Так как через анализируемую точку (на (t-x)- или (t-h)-диаграмме) проходят две характеристические линии (траектории), то (в общем случае) приходится находить два начальных состояния движения: одно для волны, обращенной вправо, другое для волны, обращенной влево.

Шаг 3. С помощью (t-x)- или (t-h)-диаграммы формулируем направления возмущений, распространяющихся по начальным состояниям, выделенным на шаге 2. Направление обращенности возмущений позволяет прогнозировать наклон (p-u)-диаграмм (знак  $\partial p/\partial u$ ), исходящих из точек состояний движения, принятых на шаге 2 за начальные.

Шаг 4. Через точки, изображающие начальные состояния движения, проводим (p-u)-диаграммы для волн, направления обращения которых определены при выполнении шага 3. При этом проводим и верхние и нижние ветви диаграмм с наклоном, соответствующим направлению обращенности волн. Искомые (p-u)-диаграммы при этом оказываются либо совпадающими с ранее проведенными (p-u)-диаграммами, на которых лежат точки с координатами начальных состояний движения, либо расположенными симметрично проведенным ранее (p-u)-диаграммам.

Шаг 5. На пересечении (p-u)-диаграмм, проведенных на предыдущем шаге 4, находим новое состояние движения, возникающее в рассматриваемой точке на (t-x)- или (t-h)-диаграмме. Эту точку на (p-u)-плоскости обозначаем так же, как обозначена анализируемая точка на (t-x)- или (t-h)-диаграмме.

Шаг 6. Сопоставляя параметры найденного нового состояния движения с параметрами начальных состояний движения, зафиксированных при выполнении шага 2, определяем характер возмущений, траектории которых были проведены на первом (1) шаге и корректируем (t-h)- или (t-h)-диаграмму.

## § 3. Примеры использования алгоритма метода пространственно-временных координат и параметров состояния движения

Приведем некоторые примеры анализа волновых процессов взаимодействия сред, характерных для ряда экспериментов при исследованиях взрыва и удара. Эти примеры демонстрируют возможности метода пространственно-временных координат и параметров состояния движения, а также служат приобретению навыков использования этого метода.

**3.1. Анализ плоскопараллельного соударения тонкой пластины и толстой мишени.** Рассмотрим особенности динамики давления на плоскости соударения двух пластин. Одна из них более тонкая и называется ударником, а другая, называемая мишенью, достаточно толстая для того, чтобы на начальной стадии волнового процесса в окрестности плоскости ее «соприкосновения» с ударником можно было не учитывать тыльную поверхность. В подобных случаях мишень представляется в виде «полупространства», т. е. пространства, ограниченного одной плоскостью.

**3.1.1.** Взаимодействие ударника с мишенью, имеющей меньший динамический импеданс. Выберем ударник с динамическим импедансом, большим, чем у мишени, что соответствует, например, удару медной пластиной (толщиной  $\delta_{0y}$ ) (рис. 3.1) по алюминиевой мишени. Для упрощения геометрических построений (p-u)-диаграммы будем изображать условно прямолинейными, хотя для точного нахождения координат точек пересечения (p-u)-диаграмм мы можем и не использовать акустическое приближение.



Рис. 3.1. Анализ начальной стадии плоскосимметричного соударения при динамическом импедансе ударника большем, чем у мишени: a - (t-x)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма; b - динамика давления на поверхности соударения мишени

Нахождение давления, которое возникнет в точке контакта 1 лицевых поверхностей ударника и мишени (на (t-x)-диаграмме), и скорости, с которой начнет двигаться возникшая поверхность раздела ударника и мишени, начнем с естественного предположения того, что в столкнувшихся телах появятся возмущения, траектории которых мы изобразим отрезками, направленными в разные стороны от лицевой поверхности мишени. Начальное состояние движения вещества в ударнике перед фронтом возмущения в нем изображается на (p-u)-диаграмме точкой W (все частицы движутся с одинаковой скоростью Wи находятся при нулевом давлении). Начальное состояние движения вещества мишени перед первым возмущением в ней изображается на (p-u)-диаграмме точкой 0 (вещество покоится и находится при нулевом давлении). На (t-x)-диаграмме видим, что возмущение, распространяющееся по ударнику с начальным состоянием движения W (на (p-u)-диаграмме) обращено влево, и, следовательно, (p-u)-диаграмма для нового состояния за его фронтом будет иметь наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u < 0$ . Уравнение этой (p-u)-диаграммы

$$p = \rho_{\rm OY}(W - u) \left[ a_{\rm Y} + b_{\rm Y}(W - u) \right], \tag{3.1}$$

так как величина скачка массовой скорости при таком возмущении равна разности (*W*-*u*).

(p-u)-диаграмма, соответствующая этому уравнению, проведена через точку W и обозначена  $\Pi \mathcal{Y}(W)$ . При этом  $\rho_{OY}$  — начальная плотность ударника,  $a_{\mathcal{Y}}$  и  $b_{\mathcal{Y}}$  — коэффициенты ударной адиабаты, которые приведены в справочниках.

На (t-x)-диаграмме также видим, что возмущение, распространяющееся по мишени с начальным состоянием движения 0 (на (p-u)-диаграмме) обращено вправо, и, следовательно, (p-u)-диаграмма для нового состояния за его фронтом будет иметь наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u > 0$ . Уравнение этой (p-u)-диаграммы имеет вид

$$p = \rho_{\rm OM} u \cdot (a_{\rm M} + b_{\rm M} u). \tag{3.2}$$

(p-u)-диаграмма, соответствующая этому уравнению, проведена через точку O и обозначена ПМ(0). При этом  $\rho_{OM}$ ,  $a_M$  и  $b_M$  — начальная плотность и коэффициенты ударной адиабаты материала мишени.

Из условия равенства давлений, а также скоростей вещества по обе стороны от поверхности соударения, находим точку пересечения проведенных (p-u)-диаграмм, т.е. точку 1. Ее координаты определяют давление, возникшее в точке 1 (на (t-x)-диаграмме), и скорость движения границы соударения, которую мы отображаем соответствующим наклоном траектории ее движения  $dx/dt = u_1$ . Значения  $p_1$  и  $u_1$  — корни решения системы уравнений (3.1) и (3.2). По найденным значениям  $p_1$  и  $u_1$  можно вычислить значения скоростей ударных волн в ударнике и мишени и провести на (t-x)-диаграмме траектории фронтов этих волн уже уточненным образом.

Ударная волна в ударнике в точке 2 (на (t-x)-диаграмме) выйдет на его тыльную свободную поверхность, на которой давление может быть только нулевым, так как на нее не действуют никакие тела. Нахождение параметров состояния движения, которое возникнет в точке 2 в результате выхода на нее ударной волны, начнем с очевидного предположения о том, что при этом выходе возникает какое-то возмущение, распространяющееся от точки 2 (от свободной поверхности) вглубь ударника, и отобразим начальную часть его траектории коротким отрезком. Этот отрезок направлен от 2 «в сторону мишени и вверх». На (t-x)-диаграмме видно, что начальным состоянием перед возмущением, траекторию которого мы изобразили (ориентировочно), является давление  $p_1$  и скорость  $u_1$ , остающиеся за фронтом ударной волны, прямолинейная траектория фронта которой соединяет точки 1 и 2. Это начальное состояние изображено на (p-u)-диаграмме точкой 1. Возмущение, исходящее из точки 2 в ударнике, обращено вправо. Поэтому (p-u)-диаграмма, ему соответствующая и исходящая из точки 1, имеет наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u > 0$ . Проводим эту (p-u)-диаграмму, обозначенную как  $\Pi Y(1)$ , через точку 1 симметрично диаграмме  $\Pi \mathcal{Y}(W)$ . Слева от свободной поверхности ударника нет никакой среды. Поэтому, чтобы сохранить последовательность процедур, предусмотренную основным алгоритмом метода (p-u)-диаграмм, будем считать, что слева от ударника находится особенная среда, для которой (*p*-*u*)-диаграмма всегда совпадает с осью *u* (т.е. при любой массовой скорости этой виртуальной среды давление равно нулю). Состояние движения, возникающее за фронтом возмущения, исходящего из точки 2, а следовательно, и на свободной поверхности ударника, находим на пересечении оси u (при p = 0) и (p-u)-диаграммы ПУ(1). Эта точка пересечения обозначена на (*p*-*u*)-диаграмме цифрой 2. Сопоставляя (t-x)- и (p-u)-диаграммы, видим, что возмущение, распространяющееся из точки 2 (на (t-x)-диаграмме) вправо, вглубь ударника, переводит его вещество из состояния с давлением  $p_1$  в состояние с давлением *p* = 0. Следовательно, это возмущение — волна разрежения. Изображаем ее веером характеристик, выходящих из одной точки 2. На рис. 3.1 показана головная характеристика, на которой давление еще равно p<sub>1</sub>, и хвостовая характеристика, на которой давление уже нулевое. Перед головной характеристикой 2-1\* лежит зона стационарного течения 2-1-1\*, в которой параметры состояния движения постоянны и соответствуют точке 1 на (p-u)-диаграмме.

Центрированная волна разрежения, исходящая из точки 2, выходит на поверхность контакта ударника с мишенью, в результате чего состояние движения этой поверхности меняется с  $(p_1, u_1)$  на новое в точке 3 (t-x)-диаграммы.

Нахождение состояния движения в точке 3, изображенной на (t-x)-диаграмме, начинаем с того, что ориентировочно проводим траектории характеристик возмущения, которое будет распространяться вглубь мишени от участка траектории 1\*-3. Так же ориентировочно изображаем траектории характеристик возмущения, которое будет распространяться к свободной поверхности ударника. Проводя эти траектории, мы можем не иметь ни малейшего представления о том, являются возникшие возмущения волнами сжатия или разрежения. На (t-x)-диаграмме видим, что возмущение, распространяющееся от поверхности контакта ударника и мишени к свободной поверхности ударника, встречает на своем пути точки среды, состояние движения которых появилось на хвостовой характеристике 2n центрированной волны разрежения. Это состояние движения, начальное для волны, идущей по ударнику от участка  $1^*-3$ , равно  $p_0 = 0$ ,  $u = u_2$ и изображается точкой 2 на (p-u)-диаграмме. На (t-x)-диаграмме также видим, что возмущение, распространяющееся от поверхности соударения вглубь мишени, встречает на своем пути точки среды, состояние которых появилось на фронте ударной волны, идущей вглубь мишени. Параметры этого состояния движения, начальные для волны,

идущей по мишени от ударника, равны  $p_1$  и  $u_1$  и изображены точкой 1 на (p-u)-диаграмме.

Возмущение, исходящее с участка траектории 1\*-3 вглубь ударника, обращено влево, следовательно, (p-u)-диаграмма, на которой лежит новое состояние движения, проходящее через точку 2, должно иметь наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u < 0$ . Поэтому проводим (p-u)-диа-грамму ЛУ(2) симметрично диаграмме ПУ(1). Возмущение, идущее по мишени, обращено вправо. Поэтому используем уже имеющуюся (p-u)-диаграмму, проходящую через точку 1, на которой  $\partial p/\partial u > 0$ , но обозначаем ее  $\Pi M(1)$ . Так как точка 3 (на (t-x)-диаграмме) одновременно принадлежит и ударнику, и мишени, то состояние движения в ней находим на пересечении (*p*-*u*)-диаграмм ЛУ(2) и ПМ(1) (в точке 3). Сопоставляя (t-x)- и (p-u)-диаграммы, приходим к выводу о том, что начальное давление вещества перед волной, бегущей в ударнике к его свободной поверхности,  $p_2 = 0$  меньше, чем новое значение  $p = p_3$ , появляющееся в точке 3 на границе ударника с мишенью. Это означает, что волна, отраженная от границы ударника с экраном, является волной сжатия и ее следует изобразить сходящимися характеристиками 1\*-2\* и 3-т. Точные вычисления наклона этих характеристик в (t-x)-координатах показывают, что они не успевают пересечься до выхода на свободную поверхность ударника. Время нарастания давления во фронте волны сжатия от начального значения  $p_2$  до конечного  $p_3$  максимально в начале ее формирования и сокращается по мере ее распространения, но остается все равно отличным от нуля в отличие от нулевого времени изменения давления во фронте ударной волны в ударнике, образовавшейся в «одной точке 1». Заметим, что волна в зоне  $n-2^*-3-m$  является простой, а в зоне  $1^*-n-3$  течение материала ударника уже не является простой волной, а представляет собой две взаимодействующие волны различного направления. Волна же, исходящая от участка границы ударника с мишенью 1\*-3 и бегущая в глубину мишени, является волной разрежения, в которой вещество переходит от состояния при давлении  $p_1$  в состояние с давлением  $p_3$ . Изображаем движение этой волны расходящимися характеристиками — головной (исходящей из 1\*) и хвостовой (исходящей из 3). Заметим также, что скорость границы раздела, постоянная на участке траектории между точками 1 и 1<sup>\*</sup>, на участке от 1<sup>\*</sup> до 3 уменьшается от  $u_1$  до  $u_3$ .

Волна сжатия в ударнике, обращенная влево, выходит на свободную поверхность ударника и вызывает изменение скорости ее движения от значения, соответствующего точке 2 на (p-u)-диаграмме, которое наблюдается в точке  $2^*$ , до нового значения в точке 4 (t-x)-диаграммы. Процедура нахождения нового значения скорости u в этой точке 4 аналогична той, что была использована для нахождения скорости, возникающей в точке 2 при выходе на свободную поверхность фронта ударной волны. Для этого через точку 3 проводим (p-u)-диаграмму ПУ(3) для волны в ударнике, обращенной вправо, и находим точку пересечения ее с осью массовых скоростей u. Диаграмма ПУ(3) симмет-

рична диаграмме ЛУ(2). Волна разгрузки, появившаяся в результате отражения от свободной поверхности ударника волны сжатия, является нецентрированной волной. Этим она отличается от центрированной волны, появившейся ранее при отражении от свободной поверхности ударной волны.

Далее волновые процессы в ударнике не изменяются качественным образом. Они представляют собой последовательно чередующиеся отражения волн разгрузки от границы раздела с менее жесткой мишенью волнами сжатия и отражения волн сжатия в ударнике от его свободной поверхности волнами разгрузки.

Временной профиль давления на поверхности мишени характеризуется передним ударным фронтом с последующим плато постоянного давления длительностью  $t_{p_1}$  и разрежением с многоступенчатым спадом давления. Длительность первого плато давления, отмеченная на рис. 3.1, минимальна и может быть вычислена элементарным образом. Длительность последующих плато давления увеличивается, стремясь к значению  $2\delta_{0y}/c_{0y}$ , где  $c_{0y}$  — объемная скорость звука материала ударника в начальном состоянии.

Длительность этих последующих плато не может быть найдена с помощью простейших алгебраических вычислений, так как характеристики волны в ударнике в области взаимодействия волн различного направления (например, зоны  $1^*-n-3$ ,  $2^*-m-4$ ) искривляются. Однако для широкого круга практических задач на практике достаточно использовать приближенное вычисление длительности всех плато давлений и считать, в частности:

$$t_{p_1} \approx \frac{2\delta_{0Y}}{c_{0Y}}.$$

Длительность снижения давления с одного уровня плато на другое  $t_{p_{13}}$  также не вычисляется точно методом (p-u)- и (t-x)-диаграмм. С точностью, приемлемой для решения широкого круга задач, можно считать, что длительность этих стадий снижения давления между плато составляет 10...20% от длительности плато.

**3.1.2.** Взаимодействие ударника с мишенью, имеющей больший динамический импеданс. Особенности ударно-волнового взаимодействия ударника с мишенью, имеющей больший динамический импеданс, можно обнаружить, рассмотрев (t-x)-и (p-u)-диаграммы для волновых процессов, возникающих в этих телах (рис. 3.2). Начало взаимодействия ударника с мишенью аналогично рассмотренному в предыдущем примере. В точке 1 (на (t-x)-диаграмме) при контакте двух тел возникают ударные волны в ударнике (волна, обращенная влево) и в мишени (волна, обращенная вправо). На (p-u)-плоскости (p-u)-диаграммы для этих волн обозначены ЛУ(W) и ПМ(0) соответственно. Состояние движения на поверхности контакта двух тел за этими фронтами изображается точкой 1 на (p-u)-плоскости. Ударная волна в ударнике выходит на его свободную поверхность в точке 2 (на (t-x)-диаграмме) и отражается от этой поверхности центрированной волной разрежения, обращенной вправо. На (t-x)-диаграмме изображен веер (u + c)-характеристик, исходящих из одной точки 2. Индексом «Г» обозначена «головная» характеристика, вдоль которой давление постоянно и равно p<sub>1</sub>. Индексом «Х» обозначена «хвостовая» характеристика, вдоль которой от точки 2 до точки N давление постоянно и равно  $p_2 = 0$ . Для нахождения этих значений параметров состояния движения, возникающего в точке 2 (t-x)-диаграммы в результате отражения ударной волны, мы должны через точку 1 на (p-u)-плоскости провести (p-u)-диаграмму волны в ударнике, обращенную вправо (ПУ(1)). Затем надо найти точку пересечения (p-u)-диаграммы ПУ(1) с осью u (с линией, координатой для точек которой координата p = 0), т.е. найти точку 2 на (p-u)-диаграмме. Координаты этой точки (p = 0;  $u = u_2$ ). Свободная поверхность в точке 2 начинает двигаться со скоростью  $u_2 = 2(W - u_1) - W = W - 2u_1$ в направлении, обратном скорости W, с которой ударник подлетал к мишени.

В области (t-x)-диаграммы  $2-1^*-N$  центрированная волна разрежения является простой волной. (u+c)-характеристики этой волны, пересекая искривленную (u-c)-характеристику  $1^*-N$ , исходящую из точки  $1^*$ , входят в область течения, которое уже не является простой волной. В области (t-x)-диаграммы, обозначенной криволинейным четырехугольником  $1^*-1^{*-*}3-N$ , (u+c)-характеристики центрированной волны уже искривляются и давление вдоль каждой из них не остается постоянным. В отличие от предыдущего примера с условием  $\rho_{0y}a_y > \rho_{0M}a_M$  из-за того, что  $\rho_{0y}a_y < \rho_{0M}a_M$ , необходимо для нахождения состояния движения в области течения, не являющейся простой волной.

Если мы рассмотрим некоторую (u+c)-характеристику  $i_y$  в центрированной волне вблизи «головной» характеристики «Г», то параметры состояния движения вдоль ее до момента пересечения  $i_y$ -характеристики с (u-c)-характеристикой  $1^*-N$  изображаются точкой  $i_y$  на (p-u)-диаграмме ПУ(1), лежащей ниже точки 1, и равны  $(u = u_{i_y} u p = p_{i_y})$ . Эти значения  $(p_{i_y}, u_{i_y})$  определяют соотношение между параметрами состояния движения p и u, задаваемое интегралом Римана:

$$u = u_{i\mathcal{Y}} - \int_{p_{i\mathcal{Y}}}^{p} \left(1/\rho_{\mathcal{Y}}c_{\mathcal{Y}}\right) dp,$$

которое выполняется вдоль всей рассматриваемой характеристики (u+c).

После того, как характеристика  $i_y$  пересечет (u-c)-характеристику  $1^*-N$ , параметры состояния движения вдоль нее  $(p \ u \ u)$  начнут изменяться, но будут удовлетворять этому интегралу Римана со знаком «-». Поэтому на (p-u)-плоскости новые возможные состояния дви-



Рис. 3.2. Анализ начальной стадии соударения при динамическом импедансе мишени (М) большем, чем у ударника (У): a - (t-x)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма; s - динамика давления на поверхности соударения мишени

жения (p и u), «возникающие» при прохождении через точки выбранной нами  $i_y$  характеристики возмущений, обращенных влево, лежат на (p-u)-диаграмме, проходящей через точку  $i_y$  и имеющей наклон, который соответствует  $\partial p/\partial u < 0$ . Эта (p-u)-диаграмма обозначена ЛУ( $i_y$ ). Параметры состояния движения материала ударника, которые возникнут на  $i_y$  характеристике в точке ее выхода на правую границу ударника из-за возможного возмущения, которое может быть обращено только влево, лежат на линии ЛУ( $i_y$ ).

Но эта точка выхода *i*<sub>У</sub>-характеристики из ударника на поверхность контакта ударника и мишени принадлежит также и материалу мишени. Следовательно, параметры состояния движения в этой точке должны

удовлетворять также условию принадлежности (p-u)-диаграмме волны в мишени, обращенной вправо и движущейся по начальному состоянию движения  $(p_1, u_1)$  (изображаемому точкой 1 на (p-u)-плоскости), которая проходит через точку 1 и совпадает с (p-u)-диаграммой  $\Pi M(0)$ . Поэтому при выходе  $(i_y)$  характеристики на поверхность контакта ударника и мишени в точке i (на (t-x)-диаграмме) возникает состояние движения, которое на (p-u)-плоскости изображено точкой i, и эта поверхность контакта начнет двигаться вправо уже под действием давления  $p_i$ .

На (t-x)-диаграмме выделена  $j_y$ -характеристика, в момент выхода которой в точке  $1^{**}$  на границу контакта ударника и мишени контактирующие частицы останавливаются и перестают прижиматься друг к другу (массовая скорость и давление становятся равными нулю: u = 0, p = 0). После этого момента правая поверхность ударника начинает удаляться от мишени.

Если бы ударник и мишень в результате начальной стадии соударения и последующего совместного движения оказались каким-либо образом «склеены», или «сварены», то выход произвольной характеристики ky, следующей за характеристикой jy, на правую поверхность ударника вызвал бы на поверхности соприкосновения ударника и мишени отрицательное давление, соответствующее точке 3\*\* на (p-u)-плоскости. Эта точка находилась бы на пересечении (p-u)-диаграммы ЛУ $(k_y)$ , проходящей через точку  $k_y$ , и (p-u)-диаграммы  $\Pi M(1)$ , проходящей через точку 1 и соответствующей простой волне в мишени, обращенной вправо и распространяющейся по частицам с начальным состоянием движения  $p_1$ ,  $u_1$ . Приведенная (*p*-*u*)-диаграмма  $\Pi M(1)$  совпадает с (p-u)-диаграммой  $\Pi M(0)$ . Напомним, что (p-u)-диаграмма ЛУ $(k_y)$  отражает изменение состояний движения вдоль ky характеристики «со своим интегралом Римана» (со знаком «-») в результате прохождения через нее характеристик (u-c), обращенных влево и исходящих из точек траектории движения правой границы ударника, в том числе и из точки 3\*.

В действительности же ударник и мишень не «склеены» и на поверхности их соприкосновения не может возникнуть отрицательное (растягивающее) давление. На «несклеенных» поверхностях давление после достижения нулевого значения не может снижаться далее и остается равным нулю. Состояние движения, возникшее в точке  $3^*$  (на (t-x)-диаграмме) при выходе  $k_y$ -характеристики на правую поверхность ударника определяется на (p-u)-плоскости точкой  $3^*$  с координатами p = 0;  $u = u_{3^*}$ . Левая граница мишени в момент выхода  $k_y$ -характеристики в точку  $3^*$  будет иметь состояние движения, изображенное на (p-u)-плоскости точкой 0 (p = 0, u = 0).

В результате того, что правая поверхность ударника имеет скорость, направленную против оси x, а левая поверхность мишени неподвижна, между ударником и мишенью появляется нарастающий зазор, наличие которого дополнительно отмечено облаком точек на (t-x)-диаграмме. При выходе на освобожденную поверхность ударника «хвостовой» характеристики «Х» в точке 3 (на (t-x)-диаграмме) частицы приобретают скорость, определяемую точкой 3 на (p-u)-диаграмме (точка 3 совпадает с точкой 2).

Форму временного профиля давления p(t) на поверхности соударения можно назвать условно трапецеидальной, хотя задний фронт этого профиля в действительности не является прямолинейным. Метод (p-u)- и (t-x)-диаграмм не позволяет точно воспроизвести форму криволинейного заднего фронта профиля p(t) даже в случае соударения жидких ударника и мишени. Для воспроизведения действительной формы заднего фронта профиля давления в случае реальных твердых тел требуется не только использование других методов анализа течений, но и знание упруго-пластических, реологических характеристик сжимаемых сред.

3.2. Анализ взаимодействия встречных волн разрежения у свободной поверхности мишени, нагружаемой тонким ударником. Для того чтобы проанализировать особенности течения, возникающего в зоне взаимодействия двух волн разрежения, рассмотрим процесс в окрестности тыльной поверхности пластины, называемой мишенью и нагружаемой ударником из того же материала (рис. 3.3). В отличие от предыдущих примеров мы будем рассматривать не только возмущения течения, испускаемые с левой свободной поверхности ударника, но и возмущения, испускаемые с правой свободной поверхности мишени. При этом волны разрежения в мишени, бегущие от последней поверхности, обычно называют тыльными, а волны, распространяющиеся со стороны левой поверхности ударника, лицевыми.

В начальный момент соударения ударника и мишени в точке 1 (на (t-x)-диаграмме) возникает состояние движения с параметрами  $(p_1, u_1)$ , определяемыми точкой 1 на (p-u)-диаграмме, и от нее распространяются ударные волны с давлением во фронтах  $p_1$  (подробнее это уже описано в предыдущих примерах). Выход ударной волны в точке 2 на левую свободную поверхность ударника порождает центрированную волну разрежения, обращенную вправо (ее образование описано в предыдущем примере). В отличие от предыдущего примера, тождественность материалов ударника и мишени приводит к тому, что (p-u)-диаграмма для этой волны разрежения, обращенной вправо, в ударнике совпадает с (p-u)-диаграммой для ударной волны в мишени, обращенной вправо (ПУ $(1) \equiv \Pi M(0)$ ). Поэтому состояние движения, возникающее на хвостовой характеристике  $X_V$  центрированной волны, которая появляется в точке 2, определяется на (p-u)-диаграмме точкой 2, совпадающей с точкой 0.

Ударная волна в мишени, выйдя на ее тыльную свободную поверхность, вызовет появление в точке A (на (t-x)-диаграмме) центрированной волны разрежения, обращенной влево. Вдоль ее головной



Рис. 3.3. Анализ движения среды у тыльной поверхности мишени, нагружаемой ударником с таким же динамическим импедансом: a - (t-x)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма; s - динамика скорости тыльной, свободной поверхности мишени ( $u_{\rm TM} = W_{\rm M}$  — скорость движения тыльной поверхности мишени)

<sup>3</sup> С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

(u-c)-характеристики  $\Gamma_{\rm M}$  от точки A до M параметры состояния движения определяются точкой 1 (p-u)-диаграммы и равны  $(p_1, u_1)$ . Вдоль ее хвостовой (u-c)-характеристики  $X_{\rm M}$  от точки A до  $N_{\rm M}$  параметры состояния движения определяются точкой A пересечения (p-u)-диаграммы  $\mathcal{JM}(1)$  с осью u и равны: p = 0;  $u = u_A = W$ . Точки A и W на (p-u)-диаграмме совпадают по причине тождественности материалов ударника и мишени, проявляющейся в том, что (p-u)-диаграмма  $\mathcal{JM}(1)$  для волны в мишени, обращенной влево и бегущей по частицам мишени с параметрами состояния движения  $(p_1, u_1)$ , совпадает с (p-u)-диаграммой  $\mathcal{JY}(W)$  для ударной волны в ударнике  $(\mathcal{JM}(1) \equiv \mathcal{JY}(W))$ .

Зона течения, возникающего за участками головных характеристик, ограниченными точками M,  $N_y$  и M,  $N_M$ , является зоной взаимодействия тыльной и лицевой волн разрежения. Характеристики (u+c)и (u-c) внутри этой зоны, равно как и граничные характеристики  $M-N_y$  и  $M-N_M$ , в действительности уже являются искривленными. Для того, чтобы найти параметры состояния движения частиц среды, находящихся в зоне течения, которая не является простой волной, необходимо рассматривать интегралы Римана и соответствующие им (p-u)-диаграммы для каждой отдельной (u+c)- и (u-c)-характеристики, проходящей через рассматриваемую точку (t-x)-диаграммы.

Перед тем как изложить особенности алгоритма нахождения параметров состояния движения в точках зон течений среды, в которых происходит взаимодействие двух волн возмущений, проанализируем (с учетом тождественности материалов ударника и мишени) течение в окрестности точки K, показанной на (t-x)-диаграмме. Эта точка лежит на пересечении (u+c)-характеристики центрированной волны разрежения в ударнике  $i_y$ , расположенной между головной  $\Gamma_y$  и хвостовой  $X_y$  ее характеристиками, и (u-c)-характеристики центрированной волны разрежения в мишени  $i_M$ , расположенной между головной  $\Gamma_M$  и хвостовой  $X_M$  ее характеристиками.

Вдоль  $i_y$  характеристики от точки 2 до точки ее пересечения с характеристикой  $\Gamma_{\rm M}$  параметры состояния движения определяются точкой  $i_y$ , лежащей между точками 1 и 2 на (p-u)-диаграмме ПУ(1), и равны  $p_{i_y}$ ,  $u_{i_y}$ . После точки пересечения характеристик  $i_y$  и головной характеристики  $\Gamma_{\rm M}$  значения давления и массовой скорости вдоль характеристики  $i_y$  начнут изменяться, продолжая удовлетворять уравнению:

$$u = u_{i_{\mathcal{Y}}} - \int\limits_{p_{i_{\mathcal{Y}}}}^{p} (1/\rho c) \, dp.$$

(p-u)-диаграмма параметров состояния движения, удовлетворяющих этому уравнению, проходит через точку  $(p_{i_y}, u_{i_y})$ , имеет наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u < 0$ , и обозначена на (p-u)-плоскости как  $\Pi M(i_y)$ , потому что точка принадлежит уже мишени (материалы ударника и мишени одинаковы). Состояние движения в точке K (на (p-u)-плоскости) должны изображаться точкой на этой (p-u)-диаграмме.

С другой стороны, точка K принадлежит (u-c)-характеристике  $i_{\rm M}$  центрированной волны, обращенной влево. Начиная с пересечения с головной характеристикой  $\Gamma_{\rm y}$  состояния движения вдоль характеристики  $i_{\rm M}$  уже изменяются, но удовлетворяют при этом уравнению:

$$u = u_{i_{\mathsf{M}}} + \int\limits_{p_{i_{\mathsf{M}}}}^{p} \left(1/\rho c\right) dp.$$

Здесь  $p_{i_{\rm M}}$ ,  $u_{i_{\rm M}}$  — состояния движения, определяемые на (p-u)-диаграмме точкой  $i_{\rm M}$ , которая лежит между точками 1 и A. Точка 1 изображает состояние движения вдоль головной характеристики  $\Gamma_{\rm M}$  между точками A и M (на (t-x)-диаграмме), а точка A изображает состояние движения на хвостовой характеристике  $X_{\rm M}$  между A и  $N_{\rm M}$ . Последнее уравнение отображается на (p-u)-плоскости (p-u)-диаграммой  $\Pi M(i_{\rm M})$ , проходящей через точку  $i_{\rm M}$  и имеющей наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u > 0$ . Состояние движения в точке K (на (t-x)-диаграмме) должно изображаться точкой на этой (p-u)-диаграмме.

Использование интегралов Римана со знаком «+» и «-» для нахождения параметров состояния движения в точке K (на (t-x)-диаграмме) имеет следующую графическую интерпретацию, очень удобную для дальнейшего анализа течения. Состояние движения в точке К можно рассматривать как результат прохождения через (u+c)-характеристику  $i_{\rm Y}$  с начальным состоянием движения, заданным точкой  $i_{\rm Y}$  на (*p*-*u*)-плоскости, слабого возмущения, обращенного влево и изображенного характеристикой ім. При этом возможное состояние движения в точке К должно лежать на (*p*-*u*)-диаграмме для волны, обращенной влево, которая проходит через точку  $i_y$  на (p-u)-плоскости. В то же время мы можем рассматривать состояние движения в точке К как результат прохождения через (u-c)-характеристику  $i_{\rm M}$  с начальным состоянием движения, заданным точкой *i*<sub>M</sub> на (*p*-*u*)-плоскости, слабого возмущения, обращенного вправо, которое изображено характеристикой *i*у. Учитывая эти два обстоятельства можно прийти к выводу о расположении изображения искомого состояния движения в точке К на пересечении (p-u)-диаграммы  $\Pi M(i_M)$ , которая проходит через точку  $i_{M}$ , с (p-u)-диаграммой  $\Pi M(i_{y})$ , которая проходит через точку  $i_{y}$ . Это искомое состояние движения в точке K на (t-x)-диаграмме изображено на (p-u)-плоскости точкой K.

Нетрудно заметить, что по мере того, как мы будем брать (u+c)и (u-c)-характеристики центрированных лицевых и тыльных волн все более удаляющимися от головных характеристик, значения давления pв точках пересечения этих характеристик будут все больше отличаться от значения давления  $p_1$  в зоне стационарного течения, ограниченной четырехугольником 1-A-M-2. Вблизи точки M эти уменьшенные давления еще положительны, но на некотором удалении точек от M давления становятся отрицательными. Наиболее сильное всестороннее растяжение материал соударяющихся пластин испытывает на хвостовых характеристиках центрированных волн (естественно, в области наложения тыльных и лицевых волн разрежения). Если скорость соударения W достаточно высока, то эти отрицательные давления, возникающие на хвостовых характеристиках, могут привести к разрыву сплошности материала, к так называемому отколу.

На рис. 3.3 показаны (p-u)-диаграммы, полученные для такой скорости соударения W и такой  $j_{y}$  характеристики в центрированной волне, что «растягивающие давления» на хвостовой  $X_{M}$  характеристике центрированной тыльной волны достигли значения  $p_{OTK}$ , при котором в материале мишени начинается процесс, завершающийся потерей частицами способности удерживать друг друга при наличии растягивающих усилий и нарушением сплошности вещества, т.е. разрушением.

Предположим, по аналогии со статическим нагружением, что разрушение происходит мгновенно при достижении давлением значения  $p_{OTK}$ , являющегося для материала характеристикой, которая зависит от его микроструктуры и температуры. Назовем эту характеристику откольной прочностью и рассмотрим особенности течения материала мишени, которые будут наблюдаться в действительности, если разрушение произойдет в соответствии с нашим простейшим представлением, которое иногда используется в инженерной практике.

На (t-x)-диаграмме точку, в которой пересекаются характеристики  $j_y$  и  $X_M$  и возникает давление  $p_{OTK}$ , обозначим S. Состояние движения в этой точке на (p-u)-диаграмме отображается точкой S. Эта точка лежит на пересечении (p-u)-диаграмм  $\Pi M(X_M)$  и  $Л M(j_y)$ . (p-u)-диаграмма  $\Pi M(X_M)$  проведена для возмущения, обращенного вправо и «пересекающего»  $X_M$  характеристику, для которой начальное состояние движения отображается точкой  $X_M \equiv A$  на (p-u)-диаграмме. (p-u)-диаграмма  $Л M(j_y)$  проведена для возмущения, обращенного влево и «пересекающего»  $j_y$  характеристику, для которой начальное состояние движения изображается точкой  $j_y$  на (p-u)-диаграмме  $\Pi Y(1)$ , так как мы «взяли» в центрированной волне, исходящей из точки 2 (на (t-x)-диаграмме), промежуточную характеристику, еще не совпадающую с хвостовой характеристикой  $X_y$ .

Посмотрим, что произойдет в этой точке S (на (t-x)-диаграмме), если в соответствии с нашим представлением при появлении давления  $p_{\text{ОТК}}$  мгновенно происходит разрушение и частицы мгновенно перестают удерживать друг друга, т.е. мгновенно давление между частицами становится равным нулю.

На (t-x)-диаграмме продолжение  $j_V$  характеристики после прохождения ей точки S обозначено  $j_Y^*$ . Вдоль этого продолжения характеристики вплоть до выхода ее в точку  $S^*$  параметры состояния движения постоянны и изображаются точкой S на (p-u)-плоскости (давление  $p_{\text{ОТК}} < 0$ ). Те же значения параметров состояния движения, что и в точке S (на (p-u)-плоскости), сохраняются вдоль начала продолжения  $X_M$  характеристики за точку S (обозначено  $X_M^*$ ). Разрушение среды, проявляющееся в том, что в точке S отрицательное давление  $p_{OTK}$  превращается в нулевое давление (p = 0), вызывает распространение возмущений по среде в правую и в левую стороны от точки S. В результате этих возмущений вещество переходит в новое состояние движения.

Для того чтобы найти новые параметры состояния движения, в которое переходит материал мишени под действием возмущения, распространяющегося вправо от точки разрушения S, проведем штрихпунктирной линией (*u-c*)-характеристику Х<sup>\*\*</sup> тыльной волны разрежения, бесконечно мало сдвинутую вправо относительно хвостовой характеристики Хм. Эта сдвинутая характеристика выходит на бесконечно малую окрестность точки S, в которой вещество уже разрушено (p = 0), что порождает возмущение, обращенное вправо. Характеристика (u+c) этого возмущения изображена штрихпунктирной линией, обозначенной  $j_{v}^{**}$ . (p-u)-диаграмма для этого возмущения, обращенного вправо и бегущего по частицам с параметрами состояния движения  $(p = p_{\text{OTK}} < 0; u_S)$ , должна проходить через точку S (на плоскости (p-u)) и иметь наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u > 0$ . На рис. 3.3 она обозначена  $\Pi M(S)$  и совпадает с (p-u)-диаграммой  $\Pi M(X_M)$ . Так как в разрушенном материале p = 0, то состояние движения на характеристике  $j_{v}^{**}$  изображается точкой пересечения диаграммы  $\Pi M(S)$ с осью u. Эта точка имеет координаты (p = 0, u = W), т.е. в результате выхода характеристики X<sup>\*\*</sup> в зону разрушения у точки S частицы среды начнут двигаться со скоростью W.

Можно провести аналогичный анализ возмущения, обращенного влево и исходящего из окрестности точки S в результате того, что в эту окрестность с разрушенным веществом вошла (u+c)-характеристика, бесконечно мало отличающаяся от характеристики  $j_{y}$ . Этот анализ приведет к выводу о том, что в окрестности точки S (на (t-x)-диаграмме) возникает еще и состояние движения, определяемое пересечением (p-u)-диаграммы ЛM(S) с осью u в точке L. (p-u)-диаграмма ЛM(S), проходящая через точку S, совпадает с (p-u)-диаграммой  $ЛM(j_y)$ , проходящей через точку  $j_y$ .

Возникновение в бесконечно малой окрестности точки S (на (t-x)-диаграмме) двух состояний движения:  $(p = 0; u = u_L)$  и (p = 0; u = W) в действительности соответствует тому, что материал мишени «рвется» (или разрывается) с образованием двух поверхностей, движущихся с разными скоростями. Одна поверхность разрыва, которую можно назвать правой, начинает двигаться со скоростью W, а другая, левая, начинает движение со скоростью  $u_L$ . Зазор между этими поверхностями разрыва, или откола, увеличивается со временем. Возмущение, распространяющееся от точки S в сторону правой свободной поверхности мишени, является своеобразной ударной волной, во фронте которой вещество переходит из начального состояния с отрицательным давлением в состояние с нулевым давлением.

Экспериментаторы узнают о том, что происходит в окрестности точки разрушения материала мишени, анализируя регистрации скорости движения правой свободной поверхности мишени. В связи с этим рассмотрим, как проявляется образование, а затем и взаимодействие центрированных волн разрежения в изменениях скорости движения правой свободной, или тыльной, поверхности мишени  $u_{TM}(t)$ .

При толщинах ударника, достаточно больших для того, чтобы головная характеристика Гу центрированной лицевой волны разгрузки «не догнала» ударную волну в мишени, возникающую в момент соударения тел, до того как она выйдет на свободную тыльную поверхность мишени, последняя движется в течение промежутка времени  $t_B - t_A$ с постоянной скоростью  $u_{\mathsf{TM}} = W$ . Выход лицевой центрированной волны разрежения на тыльную поверхность мишени вызывает спад скорости ее движения до значения  $u_L$ . Это значение возникает в момент прихода на свободную тыльную поверхность мишени характеристики  $j_{v}^{*}$ , которая проходит через точку S (на (t-x)-диаграмме), в которой происходит разрыв вещества (откол) вследствие снижения давления до порогового значения  $p_{\text{ОТК}}$ . Для того чтобы убедиться в этом, надо рассмотреть  $j_{y}^{*}$  характеристику, которая проходит через точку S с параметрами состояния движения, соответствующими координатам точки S на плоскости (*p*-*u*), и потом пересекается с тыльной поверхностью мишени в точке В\*. Состояния движения вдоль этой характеристики меняются в соответствии с интегралом Римана со знаком «-», что соответствует нахождению точек, изображающих новые возможные состояния движения вдоль этой характеристики на (*p*-*u*)-диаграмме  $\Pi M(S)$ , которая проходит через S и совпадает с (p-u)-диаграммой  $\Pi M(j_{\rm V})$ . Так как тыльная поверхность мишени свободная (p = 0), то скорость ее движения в момент выхода на нее характеристики  $j_{\rm V}^*$  определяется пересечением (p-u)-диаграмм ЛМ(S) с осью u, т.е. точкой L.

Если разрыв вещества (откол) происходит мгновенно со скачкообразным изменением скорости вещества в точке S (на (t-x)-диаграмме), то это должно отразиться мгновенным изменением скорости итм в момент времени  $t_{B^*}$  от  $u_{TM} = u_L$  до  $u_{TM} = W$ . Короткое и приближенное обоснование этому положению можно дать аналогично рассмотрению параметров состояния движения вдоль характеристики  $j_{y}^{*}$ . При этом траекторию *j*<sub>v</sub><sup>\*\*</sup> возмущения, распространяющегося с бесконечно малой задержкой относительно  $j_{\rm N}^*$ , будем рассматривать как (u+c)-характеристику, вдоль которой выполняется соотношение интеграла Римана со знаком «-». В точке «возникновения» этой характеристики на правой поверхности разрыва вещества начальные параметры состояния движения изображаются точкой W, она же A, она же  $X_M$ , на оси u плоскости (p-u). Новое состояние движения, которое может возникнуть в точках на этой (u+c)-характеристике в момент выхода ее на тыльную свободную поверхность мишени, должно лежать на (p-u)-диаграмме волны, обращенной влево (с наклоном  $\partial p/\partial u < 0$ ), проходящей через точку W (на плоскости (p-u)), и в то же время на оси u (так как p = 0). Нетрудно увидеть, что точка, изображающая это искомое новое состояние движения, совпадает с точкой W.

На рис. 3.3 показана начальная часть зависимости от времени скорости свободной тыльной поверхности мишени  $u_{TM}(t)$ . В действительности продолжение этого графика для  $t > t_{B^{**}}$  имеет вид линии со впадинами, аналогичными участку  $u_{TM}(t)$  в интервале  $t_B \dots t_{B^{**}}$ . Кривая 1 на рис. 3.4 дает представление о таком характере зависимости  $u_{TM}(t)$ . Такая особенность зависимости  $u_{TM}(t)$  обусловлена отражениями волн от обеих свободных поверхностей образовавшегося «откольного слоя», толщина которого для некоторого произвольного момента на рис. 3.3 обозначена как  $\delta_{M}^*$ .

Как уже отмечалось ранее, при мгновенном разрушении среды в момент появления значения давления  $P_{OTK}$  промежуток времени  $t_{B^{**}} \dots t_{B^*}$  был бы бесконечно малым и волна, бегущая от точки разрыва среды к свободной тыльной поверхности мишени, была бы ударной волной. У большинства реальных веществ такого идеального хрупкого разрушения не происходит. На рис. 3.4 линией 3 показана зависимость  $u_{TM}(t)$  для мишени из эпоксидной смолы, разрушение которой при растягивающем воздействии происходит иным образом по сравнению с монокристаллом цинка (линия 1). Разрушение цинка, судя по виду регистрации динамики движения свободной поверхности мишени, произошло в соответствии с нашим простейшим представлением о нарушении сплошности материала под действием отрицательных давлений, положенным в основу построения графика зависимости  $u_{TM}(t)$ на рис. 3.3.

Если разрушение (откол) происходит не так, как предполагалось, а с задержкой относительно начального момента появления давления



Рис. 3.4. Динамика скорости движения тыльной, свободной поверхности мишени  $u_{\rm TM} = W_{\rm M}$ , нагружаемой тонким ударником: 1 — мишень из монокристалла цинка толщиной 1,54 мм, ударник алюминиевый толщиной 0,85 мм, скорость удара 660 м/с; 2 — мишень из монокристалла цинка толщиной 1,55 мм, ударник алюминиевый толщиной 0,4 мм, скорость удара 660 м/с; 3 — мишень из эпоксидной смолы толщиной 4,5 мм, ударник из оргстекла толщиной 1,4 мм, скорость удара 850 м/с

 $p_{\text{ОТК}}$ , то возмущение, распространяющееся вслед за характеристикой  $j_{\text{y}}^*$  к тыльной поверхности мишени, является не фронтом ударной волны, а волной сжатия, и вследствие этого, увеличение скорости движения свободной поверхности, начинающееся в момент времени  $t_B^*$ , происходит не мгновенно и скачкообразно, а с конечной скоростью. При этом скорость движения свободной поверхности не достигнет своего начального значения W.

С помощью рис. 3.3 нетрудно прийти к выводу о том, что по мере уменьшения толщины ударника в сравнении с мишенью будет происходить сначала сокращение длительности существования  $t_B \ldots t_A$  постоянного уровня скорости тыльной поверхности мишени  $u_{\rm TM} = W$ . Если центрированная лицевая волна разрежения догонит фронт ударной волны до того, как он выйдет на свободную тыльную поверхность мишени, то зависимость  $u_{\rm TM}(t)$  будет характеризоваться начальным, фронтальным значением скорости свободной поверхности, уже меньшим, чем W, а также тем, что спад скорости движения этой поверхности начинается сразу же, непосредственно за фронтальным значением  $u_{\rm TM}$ . Для иллюстрации этого замечания на рис. 3.4 приведены зависимости  $u_{\rm TM}(t)$  1 и 2, которые получены при двух толщинах ударников, отличающихся в 2 раза.

В линейном приближении (p-u)-диаграмм Е.И. Забабахиным было получено соотношение для нахождения откольной прочности материалов  $p_{\text{ОТК}}$  по «глубине спада» скорости свободной тыльной поверхности мишени  $\Delta u_{\text{TM}}$ :

$$p_{\text{OTK}} = \frac{1}{2} \rho_{\text{OM}} c_{\text{OM}} \Delta u_{\text{TM}}.$$

Следует иметь в виду, что при анализе одномерных движений в материалах, не являющихся жидкостями в обычном понимании, вместо давления подразумевают нормальное напряжение  $\sigma_x$ , действующее в направлении оси x распространения возмущений.

На рис. 3.3 приведены построения, необходимые для анализа движений среды в окрестности хвостовой характеристики тыльной волны разрежения. Аналогичные процессы с образованием откола на хвостовой характеристике лицевой волны разрежения происходят и в ударнике. Для того чтобы не загромождать рис. 3.3, мы ограничились построениями в области ниже и справа от линии *A*.

**3.3.** Модифицирование с помощью экранов, имеющих различную сжимаемость, начальной части импульса давления на плоскости ударно-волнового нагружения толстой мишени. Одинаковые формы начальных (или головных) участков ударно-волновых импульсов давления на плоскости воздействия на мишень можно создать двумя способами: нанося удар телом со скоростью  $W_y$  (рис. 3.5, *a*) или используя отражение ударной волны с давлением на фронте  $p_y$  (рис. 3.5, *б*). Для того, чтобы временной профиль давления на поверхности мишени имел ступенчатую форму (рис. 3.5, *в*), за фронтом



Рис. 3.5. Два способа нагружения мишени: *а* — ударом со скоростью *W*<sub>y</sub>; *б* — отражением ударной волны с постоянным уровнем давления *p*<sub>y</sub> за фронтом; *в* — временной профиль давления на поверхность мишени ступенчатой формы



Рис. 3.6. Две схемы (а и б) расположения ударника 1, экрана 2, мишени 3 для получения временного профиля давления на плоскости нагружения мишени, имеющего модифицированную форму начальной части

падающей ударной волны в теле, предварительно приведенном в соприкосновение с мишенью, но называемом нами также ударником, не должно происходить в течении некоторого времени падения давления.

При этом между давлением  $p_{\rm V}$  во фронте ударной волны, набегающей на поверхность соприкосновения ударника и мишени при втором способе нагружения, и скоростью соударения  $W_{\rm V}$  при первом способе нагружения существует однозначное соответствие. Это соответствие проще всего выразить аналитически:

$$W_{\mathcal{Y}} = \frac{a_{\mathcal{Y}}}{b_{\mathcal{Y}}} \left[ \sqrt{1 + \frac{4b_{\mathcal{Y}}p_{\mathcal{Y}}}{\rho_{0\mathcal{Y}}a_{\mathcal{Y}}^2}} - 1 \right].$$

При необходимости получения начальной части ударно-волнового импульса с формой, отличной от ступенчатой, часто используют дополнительные слои материала с динамическим импедансом, отличным от мишени и ударника (рис. 3.6). Будем называть такие слои экранами. Для того чтобы показать, каким образом эти экраны вызывают изменение формы начальной части ударно-волнового импульса, имеющего в отсутствие экрана на мишени вид ступеньки, рассмотрим три примера. При этом для упрощения иллюстрации будем изображать распространение возмущений в средах в лагранжевых координатах. Для получения необходимого воздействия на мишень будем использовать ударные волны, фронт которых нормально падает на поверхность контакта первоначально неподвижных ударника и экрана.

**3.3.1.** Модифицирование начальной части импульса давления с помощью экрана, имеющего наибольший динамический импеданс в сравнении с ударником и мишенью. Рисунок 3.7 иллюстрирует особенности течения при значениях динамических импедансов ударника


Рис. 3.7. Анализ влияния экрана на начальную часть временного профиля давления на поверхности мишени при соотношении динамических импедансов:  $(\rho c)_{\Im} > (\rho c)_{M} > (\rho c)_{\Im}$ : a - (t-h)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма; s - динамика давления на поверхности контакта экрана и мишени

(индекс «У»), экрана («Э») и мишени («М»), находящихся в соотношении

$$(\rho c)_{\mathfrak{I}} > (\rho c)_{\mathsf{M}} > (\rho c)_{\mathsf{Y}}.$$

При этом на плоскость контакта ударника с экраном набегает ударная волна с давлением  $p_y$ , которое значительное время поддерживается за фронтом волны на постоянном уровне.

Если бы экран отсутствовал и ударник в начальном положении соприкасался с мишенью, то выход фронта ударной волны на поверхность раздела ударника с мишенью привел бы к ударно-волновому импульсу ступенчатой формы в начальной стадии процесса, который показан на рис. 3.7, в штрихпунктирной линией. Давление на фронте этого импульса  $p_K$  определялось бы точкой K пересечения (p-u)-диаграммы ПМ(0) для волны, обозначенной на (t-h)-диаграмме также ПМ(0), и (p-u)-диаграммы ЛУ $(p_V)$  для волны в ударнике (на (t-h)-диаграмме траектория фронта этой волны обозначена тоже ЛУ $(p_V)$ ). (p-u)-диаграмма ЛУ $(p_V)$  проходит через точку с координатами  $p = p_V$ ,  $u = u_V$ и строится симметрично диаграмме ПУ(0). Заметим, что этот же ударно-волновой импульс давления мог быть получен и в результате соударения мишени с ударником, налетающим на нее со скоростью  $W_V$ ((p-u)-диаграмма ЛУ $(W_V)$  совпадает с диаграммой ЛУ $(p_V)$ ).

При наличии экрана на поверхности мишени фронт ударной волны, траектория которого ПУ(0) показана на рис. 3.7, *a*, отражается в точке 1 от левой плоскости экрана, создавая в нем фронт ударной волны с давлением  $p_1$ , траектория которого обозначена как ПЭ(0). Давление  $p_1$  определяется точкой 1 на плоскости (p-u), которая находится как точка пересечения (p-u)-диаграммы ПЭ(0) для состояний движения вещества экрана и (p-u)-диаграммы ЛУ( $p_y$ ) вещества ударника.

Фронт ударной волны в экране отражается в точке 2 (на (t-h)-диаграмме) от поверхности контакта его с мишенью. Это отражение (рассмотренное подробно на рис. 2.4) создает в экране центрированную волну разрежения ЛЭ(1), обращенную влево, а в мишени — ударную волну  $\Pi M(0)$ . Давление за фронтом ударной волны в мишени и за хвостовой характеристикой  $X_2$  центрированной волны в экране  $p_2$  определяется точкой 2 на плоскости (p-u). Эта точка находится на пересечении (p-u)-диаграммы  $\Pi M(0)$  для вещества мишени и (p-u)-диаграммы ЛЭ(1) для вещества экрана, которая проходит через точку 1 диаграммы  $\Pi Э(0)$  и симметрична ей. Центрированная волна разрежения ЛЭ(1) набегает на границу контакта экрана с ударником, имеющим меньший динамический импеданс, что приводит к появлению в ударнике волны, обращенной влево, ЛУ(1), и волны в экране, обращенной вправо,  $\Pi Э(2)$ . Природа этих волн будет ясна после того, как будут определены параметры состояния движения в точке 3.

Рассмотрим процедуру нахождения параметров состояния движения точки 3 (на (t-h)-диаграмме) несколько подробнее, чем в случае предыдущего отражения волны ПУ(0) в точке 1. Точку 3 на границе раздела ударника и экрана будем рассматривать одновременно как частицу вещества ударника и частицу вещества экрана. Параметры состояния движения в частицах ударника, появляющиеся в результате того, что по веществу с состоянием движения, таким же, как в точке 1, проходит волна, обращенная влево, ЛУ(1), изображаются на плоскости (p-u)-диаграммой ЛУ(1), которая проходит через точку 1 и совпадает с (p-u)-диаграммой ЛУ $(p_y)$ , также имеющей наклон, который соответствует  $\partial p/\partial u < 0$ . Параметры состояния движения в частице экрана в точке 3 будем искать как для точки на хвостовой характеристике простой волны, обращенной вправо, ПЭ(2). Рассматривать появление параметров состояния движения в точке з окы

течения  $1^*-N-3$ , не являющегося простой волной, нецелесообразно из-за большой сложности. Искомые параметры состояния движения для этой частицы будем искать на (p-u)-диаграмме  $\Pi \ni (2)$  для волны в экране, обращенной вправо и распространяющейся по среде с состоянием движения, таким же, как в точке 2. Эта (p-u)-диаграмма проходит через точку 2 на (p-u)-диаграмме  $\Pi \ni (1)$  и симметрична ей. Так как состояния движения частиц экрана и ударника в точке 3 одинаковы, то они находятся по точке пересечения (p-u)-диаграмм  $\Pi \lor (1)$  и  $\Pi \ni (2)$  — по точке 3 на (p-u)-плоскости. Точка 3 на плоскости (p-u) расположена ниже точки 1, изображающей параметры состояния движения перед волной в ударнике, обращенной влево. Следовательно, эта волна является волной разрежения. Так как давление, соответствующее точке 3 в плоскости (p-u), больше, чем давление  $p_2$  перед фронтом волны  $\Pi \ni (2)$ , то волна в экране, обращенная вправо, является волной сжатия.

Волна сжатия ПЭ(2), отражаясь от правой плоскости экрана плоскости его контакта с мишенью — создает в ней волну, естественно, обращенную вправо, в которой вещество мишени из начального состояния движения, такого же, как в точке 2 (на (t-h)-диаграмме), переходит в новое состояние движения. Это новое состояние движения вдоль хвостовой характеристики простой волны ПМ(2), исходящей из точки 4 (на (t-h)-диаграмме), находится на (p-u)-диаграмме ПМ(2), проходящей через точку начального состояния движения 2 и совпадающей с (*p*-*u*)-диаграммой ПМ(0), так как направление их наклона соответствует  $\partial p/\partial u > 0$ . В то же время состояние движения в точке 4 можно выразить как результат перехода вещества экрана из начального состояния движения перед отраженной волной ЛЭ(3) в экране (такого же, как в точке 3) в новое состояние на хвостовой характеристике этой волны. Так как волна ЛЭ(3) обращена влево, то (p-u)-диаграмма для этой волны имеет направление наклона, соответствующее  $\partial p/\partial u < 0$ . Она проведена через точку 3 на плоскости (p-u)симметрично (p-u)-диаграмме  $\Pi \Im(2)$ . В точке 4 на (t-h)-диаграмме возникает состояние движения, отображаемое на плоскости (*p*-*u*) точкой пересечения (p-u)-диаграмм ЛЭ(3) и ПМ(2). На основании того, что в плоскости (p-u) точка 4 лежит выше точки 2, но ниже точки 3, можно заключить, что волна ПМ(2) в мишени является волной сжатия, а волна ЛЭ(3) в экране — волной разрежения.

Последующие процессы отражения волн на границах раздела экрана с ударником и мишенью условно можно считать аналогичными рассмотренным ранее, учитывая лишь те различия, что волны разрежения в экране, подобные волне  $Л \Im (3)$ , являются нецентрированными волнами, а волна  $Л \Im (1)$  — центрированная волна. Однако при этом следует помнить, что приведенный нами анализ течения является приближенным, так как не учитывалось взаимодействие ударной волны, траектория фронта которой обозначена на (t-h)-диаграмме  $Л \Im (p_y)$ , и волны разрежения  $Л \Im (1)$ . В результате того, что волна разрежения догонит ударную волну, возникнут два возмущения. Одно будет распространяться в направлении от экрана, а другое вернется к экрану. Это возмущение, пришедшее из глубины ударника на границу раздела его с экраном, усложняет картину преломления волн на обеих поверхностях экрана по сравнению с той, что приведена на рисунке. Такое усложнение проявляется после «появления» точек 3 и 4 на (t-h)-диаграмме процесса.

Точки 2, 4, ..., изображающие параметры состояния движения на поверхности контакта экрана и мишени, позволяют построить зависимость давления от времени на ней, если пренебречь искривлениями характеристик в областях взаимодействия характеристик « $+c_{\Lambda}$ » и « $-c_{\Lambda}$ ».

На рисунке видно, что размещение между мишенью и ударником, по которому распространяется ударная волна, экрана приводит к тому, что начальная часть ударно-волнового импульса p(t), или временного профиля давления p(t), изменяет свою форму — одна ступенька «высотой»  $p_K$  превращается в набор ступенек меньшей «высоты». При этом первая ступенька «высотой»  $p_2$  обусловлена выходом на поверхность мишени ударного фронта, а последующие ступеньки — выходом волн сжатия.

**3.3.2.** Модифицирование начальной части импульса давления с помощью экрана, имеющего наименьший динамический импеданс в сравнении с ударником и мишенью. На рис. 3.8 представлена иллюстрация анализа нагружения мишени при соотношении динамических импедансов

$$(\rho c)_{\mathcal{M}} > (\rho c)_{\mathcal{Y}} > (\rho c)_{\mathfrak{H}},$$

при котором начальная часть временного профиля давления на плоскости контакта экрана и мишени состоит из серии последовательных ударных скачков давления (без волн изоэнтропического сжатия). Конечное давление в этой части временного профиля давления стремится к тому значению, которое появилось бы при отсутствии экрана.

Начальная ударная волна в экране, траектория фронта которой на (t-h)-диаграмме обозначена  $\Pi \ni (0)$ , возникает при отражении ударной волны в ударнике ( $\Pi \lor (0)$ ) с давлением на фронте  $p_{y}$  от экрана центрированной волной разгрузки  $J \lor (p_{y})$ . Эта ударная волна в точке 2 (на (t-h)-диаграмме) отражается от мишени ударной волной  $J \ni (1)$ , а не волной разрежения, как в предыдущем примере. Давление на фронте этой отраженной волны определяется точкой 2 на плоскости (p-u) (построение точки 2 аналогично рассмотренному в предыдущем примере). В результате выхода ударной волны  $J \ni (1)$  в точке 3 на левую границу экрана с ударником возникают ударные волны: одна,  $\Pi \ni (2)$ , в экране, а другая,  $J \lor (1)$ , в ударнике. Давление на фронте этих волн определяется точкой 3 в плоскости (p-u), которая находится на пересечении (p-u)-диаграмм  $J \lor (1)$  и  $\Pi \ni (2)$ . (p-u)-диаграмма  $J \lor (1)$  изображает изменение состояний движения во фронте волны в ударнике, обращенной влево и распространяющейся по веществу ударника,



Рис. 3.8. Упрощенный приближенный анализ влияния экрана на начальную часть временного профиля давления на поверхности мишени при соотношении динамических импедансов:  $(\rho c)_M > (\rho c)_{\mathcal{Y}} > (\rho c)_{\mathfrak{H}}$ : a - (t-h)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграма

находящегося в таком же состоянии движения, что и точка 1 (на (t-h)-диаграмме). Эта (p-u)-диаграмма проходит через точку 1 и совпадает с (p-u)-диаграммой ЛУ $(p_{\rm Y})$ . (p-u)-диаграмма ПЭ(2) изображает изменение состояний движения во фронте волны в экране, обращенной вправо и распространяющейся по веществу экрана, которое находится в таком же состоянии движения, что и в точке 2 (на (t-h)-диаграмме). Эта (p-u)-диаграмма проходит через точку 2 в плоскости (p-u) и располагается симметрично (p-u)-диаграмме ЛЭ(1).

Следует иметь в виду, что ударная волна ЛY(1) догонит центрированную волну разрежения  $ЛY(p_Y)$  и возмущение вещества ударника, возникшее в области взаимодействия этих волн, вернется в форме отраженной волны на поверхность контакта ударника с экраном. Эта отраженная волна, идущая «из глубины» ударника, не рассматривается. Поэтому последовательно выполняемые процедуры нахождения состояний движения в точках (t-h)-диаграммы 4, 5, 6 и т. д., аналогичные тем, что выполнялись при нахождении состояний движения в точках 2 и 3, являются условными, приближенными в том смысле, что в действительности, начиная с некоторого момента времени, будет проявляться возмущение, вернувшееся на экран «из глубины» ударника.

Способ получения с помощью экрана из вещества с соответствующей динамической жесткостью временного профиля давления с многоступенчатой формой его начальной части и с таким же конечным давлением, как в отсутствие экрана, часто называют изоэнтропизацией ударно-волнового нагружения. Его используют, в частности, тогда, когда надо предотвратить разогрев вещества, нагружаемого динамическим способом, до чрезмерно высоких температур. Например, крайняя необходимость в нем возникла при метании металлических пластин (стальных дисков толщиной 25 мм и диаметром 700 мм) до скорости в несколько десятков километров в секунду взрывом термоядерного заряда, расположенного в каморе за шлифованным плоским торцом тоннеля в горной породе. При этом материал пластины должен был сохранять свои свойства, так как он использовался в качестве эталона при исследованиях сжимаемости различных веществ при давлениях до нескольких терапаскалей. Эти исследования были выполнены сотрудниками ВНИИЭФ в ходе работ по проведению подземных ядерных испытаний.

На рис. 3.9 показаны экспериментально полученные регистрации динамики давления на поверхности мишени, нагружаемой ударником в отсутствии экрана (схема 1) и при наличии его (схема 2). Они показывают реальные возможности модификации ступенчатого временного профиля давления путем применения экрана в виде тонкого слоя ацетона (или полиэтилена).

Сразу же надо обратить внимание на то, что дюралюминиевое дно сборки 2 на рис. 3.9 является для схемы, показанной на рис. 3.8, ударником; а дюралюминиевый диск 3 на рис. 3.9 для схемы на рис. 3.8 является мишенью. Слой ацетона толщиной 2,5 мм на схеме, показанной на рис. 3.9, является экраном, имеющим минимальный динамический импенданс по сравнению с ударником и мишенью, как и в схеме на рис. 3.8. Но в эксперименте, схема которого приведена на рис. 3.9, давление измеряется практически на тыльной плоскости контакта мишени с пакетом слоев материалов 4, 5, 6, но не на лицевой плоскости мишени, для которой динамика давления находилась методом (*p*-*u*)- и (t-h)-диаграмм с помощью рис. 3.8. Однако формы графиков зависимостей давления от времени на лицевой и на тыльной плоскостях мишени (дюралюминиевого диска 3 на рис. 3.9), подпираемого с тыла пакетом слоев 4, 5, 6, практически одинаковы (зависимости p(t) качественно одинаковы). Образно говоря, давление с лицевой поверхности мишени по +*c*<sub>л</sub>-характеристикам переносится к тыльной поверхности контакта мишени с пакетом слоев 4, 5, 6, в окрестности которой происходит его уменьшение и измерение. Степень этого уменьшения давления опре-



Рис. 3.9. Две схемы нагружения мишени ударником: *а* — временные профили давления, регистрируемые с помощью манганиновых датчиков давления при двух схемах экспериментов; *б* — две схемы эксперимента: *1* — дюралюминиевый цилиндр (диаметр и длина 50 мм); *2* — дюралюминиевое дно сборки (толщина 2,5 мм); *2*\* — экран-слой ацетона толщиной 2,5 мм; *3* — дюралюмининиевый диск, играющий роль мишени (диаметр 50 мм, толщина 5,5 мм); *4* — слой толщиной 0,3 мм из материала с динамическим импедансом высокоплотных взрывчатых веществ; *5* — медная фольга толщиной 0,02 мм; *6* — слой фторопласта толщиной 20 мм; *7* — чувствительный элемент манганинового датчика давления; ЛС — локальный «сброс давления» (материалы слоя *4* — и слоя *6* — имеют одинаковые динамические импедансы)

деляется соотношением акустических импедансов материала диска 3 и слоев 4, 6.

Рисунок 3.9, *а* обнаруживает то, что увеличения давления происходят не скачкообразно в форме вертикальных фронтов, как это отображается при простейших теоретических построениях на рис. 3.8. «Размытие» или «завал» вертикальных фронтов ударных волн в рассматриваемом эксперименте в основном обусловлен реальными свойствами материалов деталей экспериментальной сборки, которые заменялись жидкими моделями. Конечно, некоторый вклад в «завал» фронтов ударных волн вносят и погрешности, вносимые системой измерения давления, и наличие воздуха между деталями 1 и 2 в эксперименте (рис. 3.9).

Заметим, что такое несоответствие между модельным и экспериментальным отображением фронтов ударных волн, как на рис. 3.8 и рис. 3.9, является вполне приемлемым и допустимым для многих газодинамических исследований. Однако практически при каждом конкретном опыте экспериментатор должен по мере своих возможностей четко устанавливать, что является причиной такого несоответствия: упругопластические и вязкопластические характеристики материалов деталей экспериментальной сборки, «погрешности функционирования» устройств ударно-волнового воздействия на изучаемый объект или погрешности системы регистрации и измерения ответной реакции объекта на внешнее воздействие? Принципиальное отличие экспериментального результата от расчетного (рис. 3.8, e) заключается в наличии локального спада давления, отмеченного стрелкой «ЛС» на рис. 3.9. Он обусловлен проявлением возмущения, возникающего в результате догона волной ЛУ(1) центрированной волны разгрузки ЛУ( $p_{\rm Y}$ ), которым ранее пренебрегали при намеренно упрощенном анализе процесса с помощью рис. 3.8, полагая толщину экрана достаточно большой. Исследования ответной взрывной газодинамической реакции на ударно-волновые воздействия с подобными локальными спадами давления приводят к результатам, принципиально важным для понимания и адекватного математического описания разложения ВВ в ударных волнах.

**3.3.3.** Модифицирование начальной части импульса давления с помощью экрана, имеющего средний динамический импеданс в сравнении с ударником и мишенью. Соотношение

$$(\rho c)_{\mathsf{M}} > (\rho c)_{\mathfrak{I}} > (\rho c)_{\mathfrak{I}},$$

интересно тем, что в этом случае экран выполняет роль усилителя амплитуды временного профиля давления на поверхности нагружения мишени по отношению к тому значению давления ступенчатого профиля, которое было бы при отсутствии экрана. Чтобы убедиться в этом, обратимся к рис. 3.10.

Если бы экран отсутствовал и ударная волна в ударнике с давлением на фронте py набегала на границу его раздела с мишенью, то временной профиль давления на поверхности нагружения мишени имел бы форму ступеньки высотой  $p_{\rm K}$  (изображен штрихпунктирной линией). Наличие экрана приведет к тому, что сначала ударная волна в ударнике отразится от экрана и создаст в нем ударную волну с давлением, соответствующим точке 1 на плоскости (p-u) (построение точки 1 уже многократно рассматривалось в предыдущих примерах). Выход фронта ударной волны  $\Pi \Im(0)$  в экране на границу его раздела с мишенью вызывает образование в ней ударной волны с давлением, определяемым точкой 2 на плоскости (*p*-*u*). Эта точка лежит на пересечении (p-u)-диаграмм  $\Pi M(0)$  и  $\Pi \Im (1)$ . Диаграмма  $\Pi M(0)$  соответствует изменению состояний движения в волне ПМ(0) на (t-h)-диаграмме, обращенной вправо и распространяющейся по веществу мишени в состоянии движения p = 0; u = 0. Диаграмма Л $\Im(1)$  соответствует изменению состояния движения в волне, обращенной влево и распространяющейся по веществу экрана, состояние движения которого такое же, как и в точке 1 (на (t-h)-диаграмме). Поэтому эта (p-u)-диаграмма имеет направление наклона, соответствующее  $\partial p/\partial u < 0$ , и проходит через точку 1 на плоскости (p-u). Она проведена как (p-u)-диаграмма, симметричная (p-u)-диаграмме  $\Pi \Im(0)$  для волны, обращенной вправо. Так как динамический импеданс материала экрана больше, чем у мишени, то (p-u)-диаграмма  $Л \Im(1)$  «идет вверх круче», чем диаграмма  $\Pi Y(p_y)$ , и пересекает диаграмму  $\Pi M(0)$  в точке 2, которая



Рис. 3.10. Приближенный анализ влияния экрана на начальную часть временного профиля давления на поверхности мишени при соотношении динамических импедансов:  $(\rho c)_{M} > (\rho c)_{\Im} > (\rho c)_{Y}$ : a - (t-h)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмии (p-u)-диаграмии (p-u)-диаграмии (p-u)-диаграмии (p-u)-диаграмии (p-u)-диаграмии (p-u)-duarрамии (p-u)

соответствует давлению  $p_2$ , большему, чем  $p_K$ . Так как точка 2 на (p-u)-плоскости выше точки 1, то волна ЛЭ(1), переводящая вещество из состояния движения 1 скачком в состояние движения 2, является ударной волной.

Когда ударная волна ЛЭ(1) выходит на границу раздела с ударником, то в экран отражается волна  $\Pi \Im(2)$ , обращенная вправо, в которой вещество переходит из состояния движения, такого же, как в точке 2 (на (t-h)-диаграмме) в новое искомое состояние движения, такое же, как в точке 3. Этот переход соответствует изображению нового состояния движения точкой на (p-u)-диаграмме  $\Pi \Im(2)$ , проходящей через точку 2 симметрично (p-u)-диаграмме ЛЭ(1) для волны, обращенной влево. В то же время из точки 3 (на (t-h)-диаграмме) по веществу ударника, находящегося в таком же состоянии движения, как и точка 1, распространяется волна, обращенная влево, ЛУ(1). Новое состояние движения, возникающее за фронтом этой волны, изображается точкой (*p*-*u*)-диаграммы ЛУ(1), проходящей через точку 1 и имеющей направление наклона, соответствующее  $\partial p/\partial u < 0$ ((p-u)-диаграмма ЛУ(1) совпадает с ЛУ $(p_{y})$ ). Так как искомое состояние движения, возникающее в точке 3 (на (t-h)-диаграмме) должно удовлетворять условию принадлежности обеим (p-u)-диаграммам — ЛУ(1) и ПЭ(2), — то оно определяется точкой их пересечения точкой 3 на (p-u)-плоскости. Так как точка 3 лежит ниже, чем 2, то волна ПЭ(2) является центрированной волной разрежения, как это и изображено на рисунке.

Центрированная волна разрежения ПЭ(2) в экране отразится от границы раздела с мишенью некоторой волной ЛЭ(3), в которой вещество экрана из состояния движения на головной характеристике переходит в состояние движения на хвостовой характеристике, проходящей через точку 4. В результате этого отражения в мишени возникнет некоторая волна ПМ(2), в которой вещество из состояния движения на головной характеристике переходит в состояние движения на хвостовой характеристике, исходящей из той же точки 4. Переход вещества экрана из состояния движения перед волной ЛЭ(3), обращенной влево, в новое состояние движения изображается (p-u)-диаграммой  $Л\Im(3)$ , проходящей через точку 3 на плоскости (*p*-*u*) и проведенной симметрично диаграмме  $\Pi \Im(2)$  для волны, обращенной вправо. Переход вещества мишени из состояния движения перед волной ПМ(2), обращенной вправо, в новое состояние движения изображается (*p*-*u*)-диаграммой  $\Pi M(2)$ , которая проходит через точку 2 и совпадает с (p-u)-диаграммой ПМ(0). Новое искомое состояние движения в точке 4 (на (t-h)-диаграмме) должно удовлетворять условию принадлежности обеим (p-u)-диаграммам —  $\Pi M(2)$  и  $\Im \Im(3)$ , т.е. изображаться точкой 4 пересечения этих (p-u)-диаграмм. Так как точка 4 на плоскости (p-u)лежит ниже, чем точки 2 и 3, то обе волны — ЛЭ(3) и  $\Pi M(2)$  являются волнами разрежения, что и изображено расходящимися головными и хвостовыми характеристиками.

Волна разрежения ЛЭ(3) в экране отразится от границы раздела с ударником, некоторой волной ПЭ(4), обращенной вправо, в которой вещество экрана из состояния движения на головной характеристике переходит в новое искомое состояние движения на хвостовой характеристике, исходящей из той же точки 5. Переход вещества из состояния движения перед волной ПЭ(4), обращенной вправо, в новое состояние движения изображается (p-u)-диаграммой  $\Pi \Im(4)$ , которая проходит через току 4 и симметрична (p-u)-диаграмме Л $\Im(3)$ . Переход вещества ударника из состояния движения перед волной ЛУ(3), обращенной влево, в новое состояние движения отражается (p-u)-диаграммой  $\Pi \mathcal{Y}(3)$ , которая проходит через току 3 и совпадает с (*p*-*u*)-диаграммой ЛУ(1). Новое искомое состояние движения в точке 5 (на (t-h)-диаграмме) изображается точкой 5 пересечения (p-u)-диаграмм ЛУ(3) и ПЭ(4). Так как точка 5 на плоскости (p-u) расположена выше точки 4, но ниже точки 3, то волна  $\Pi \Im (4)$  (изображенная на (t-h)-диаграмме) является волной сжатия, а волна ЛУ(3) — волной разрежения.

Нахождение последующих новых состояний движения на обеих поверхностях экрана, возникающих при переотражении волн в нем, связано с построениями ломаных спиралевидных линий, аналогичных 1, 2, 3, 4, 5, сходящихся к точке пересечения (p-u)-диаграммПМ(0) и ЛУ $(p_{\rm V})$ . В заключение заметим, что приведенные построения являются приближенными в том смысле, что мы не учитываем влияния волновых возмущений течения, которые выходят из глубины ударника на его границу раздела с экраном и порождены взаимодействием волн, траектории первоначальных фронтов которых обозначены на (t-x)-диаграмме рис. 3.10 ЛУ $(p_{\rm V})$ , ЛУ(1), ЛУ(3), ....

3.4. Анализ движения пленок (фольг), нанесенных на тыльную плоскость мишени. Громоздкость приведенных описаний особенностей движения в сжимаемых средах была обусловлена необходимостью достаточно подробного изложения основ метода (p-u)- и (t-x)или (t-h)-диаграмм. На практике достаточно часто не возникает необходимости в проведении самостоятельного детального анализа процессов и оказывается возможным ограничиться «готовыми» интегральными оценками характеристик рассматриваемого процесса. Примером использования на практике результатов такого приближенного, огрубленного анализа процесса является рассмотрение движения тонкого листового материала, в частности, пленки (фольги), расположенного на тыльной поверхности мишени, на которую выходит фронт ударной волны (рис. 3.11). Необходимость анализа такой схемы связана с тем, что она используется как элемент систем метания тонких плоских ударников, а также с тем, что тонкие металлические пленки или зеркальные фольги используются как устройства индикации движения свободной поверхности исследуемого образца — мишени.

Для граммотного использования особенностей движения этих тонких плоских слоев в практике экспериментов достаточно рассмотреть случай, при котором за фронтом ударной волны, набегающей на тыльную плоскость мишени, в течение некоторого времени поддерживается постоянное значение массовой скорости  $u_M$ . Движение этих слоев, в дальнейшем называемых фольгами или пленками, зависит от того, насколько они отличаются по динамическому импедансу от мишени. На рис 3.12 представлены иллюстрации результатов анализа волнового процесса при соотношении динамических импедансов мишени и фольги

$$(\rho c)_{\mathrm{M}} < (\rho c)_{\Phi}.$$

Фронт ударной волны с параметрами состояния движения вещества мишени  $(p_M, u_M)$  при выходе на свободную тыльную поверхность мишени вызвал бы ее движение со скоростью  $W_M = 2u_M$ . При выходе этого фронта на поверхность контакта с фольгой (точка A на (t-x)-диаграмме) создается состояние движения, изображаемое на плоскости (p-u) одноименной точкой A. В ходе



Рис. 3.11. Пленка 1, нанесенная на свободную поверхность мишени 2, на которую набегает (выходит) плоский фронт 3 ударной волны



Рис. 3.12. Анализ движения свободной поверхности фольги, нанесенной на тыльную поверхность мишени, имеющей меньший динамический импеданс: a - (t-x)-диаграмма; 6 - (p-u)-диаграмма; 8 - динамика скорости движения свободной поверхности фольги

последующих двойных волнопробегов по толщине фольги состояния движения материалов мишени и фольги на их поверхности контакта периодически изменяются, а точки в плоскости (p-u), изображающие эти состояния движения, смещаются вниз вдоль (p-u)-диаграммы ЛM(A), совпадающей с (p-u)-диаграммой  $ЛM(p_M)$ . В точках 1, 2, 3... на свободной поверхности фольги при выходе на нее сначала фронта ударной волны, а затем последовательности волн сжатия возникают состояния движения, изображаемые на плоскости (p-u) точками с «одноименными» обозначениями: 1, 2, 3...

На графике для зависимости скорости свободной поверхности фольги  $W_{\Phi}$  от времени видно, что за время  $\Delta t_{\phi}$ , равное пяти-восьми двойным волнопробегам по толщине фольги:

$$\Delta t_{\oplus} \sim 10 \, \delta_{\Phi} / c_{\Phi},$$

где  $\delta_{\Phi}$  — толщина фольги;  $c_{\Phi}$  — скорость звука материала фольги (скорость свободной поверхности фольги практически сравнивается с той скоростью  $W_{\rm M}$ , которую имела бы свободная поверхность мишени в отсутствие фольги).

Если металлическая фольга имеет толщину в сотые доли миллиметра, то время  $\Delta t_{\phi}$  составляет по порядку десятки наносекунд. Тонкая металлическая фольга, нанесенная на поверхность детали из материала с меньшим динамическим импедансом, в течение сотых долей микросекунды движется, находясь в контакте с этим материалом, и приобретает скорость, практически равную начальной скорости движения этой поверхности. Если движение свободной поверхности детали начинает замедляться сразу же после момента его возникновения, например, из-за влияния волн разрежения, то такая фольга, предварительно нанесенная на нее, будет продолжать двигаться со скоростью, достаточно близкой к начальной скорости движения ее поверхности. Тем самым она способна, хотя и приближенно, «запомнить» и «сохранить» начальную скорость внезапно возникшего и тут же начавшего замедляться движения. Исследователи достаточно часто используют эту особенность при решении экспериментальных задач.

На рис. 3.13 представлены иллюстрации результатов анализа волнового процесса при ином соотношении динамических импедансов:

$$(\rho c)_{\mathrm{M}} > (\rho c)_{\Phi}.$$

Фронт ударной волны с параметрами состояния движения вещества мишени ( $p_{\rm M}$ ,  $u_{\rm M}$ ) при выходе на свободную поверхность мишени (в отсутствии фольги) вызвал бы ее движение со скоростью  $W_{\rm M} = 2 u_{\rm M}$ .

При выходе этого фронта на поверхность контакта мишени с фольгой (точка A на (t-x)-диаграмме) создается состояние движения, изображаемое на плоскости (p-u) точкой A. Фронт ударной волны, образовавшейся в фольге, выйдя на ее свободную поверхность в точке 1, порождает отраженную центрированную волну разрежения, за хвостовой характеристикой которой свободная поверхность фольги начинает дви-



Рис. 3.13. Анализ движения фольги, нанесенной на тыльную поверхность мишени, имеющей больший динамический импеданс: a - (t-x)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма; в — динамика скорости движения свободной поверхности фольги

гаться со скоростью, соответствующей точке 1 на (p-u)-плоскости. Эта точка 1 определяется пересечением (p-u)-диаграммы  $\Pi \Im(A)$  и оси u. Отраженная центрированная волна в фольге набегает на границу раздела с мишенью, материал которой имеет больший динамический импеданс, и поэтому отражается волной разрежения. Такой режим отражения длится до появления на поверхности контакта фольги и мишени в точке  $A^{**}$  состояния движения, изображенного на плоскости (p-u) точкой  $A^{**}$  с координатами  $p = 0; u = W_M = 2u_M$ . Начиная с точки  $A^{**}$  (на (t-x)-диаграмме), тыльная поверхность мишени уже не изменяет своей скорости движения, равной  $W_{\rm M}$ . Выход характеристик центрированной волны, которые расположены между траекторией  $1 - A^{**}$  и хвостовой характеристикой 1 - C, на левую границу фольги вызывает увеличение скорости ее движения от  $u = W_{\mathsf{M}}$  до  $u = u_1 > W_M$  ( $u_1$  — скорость, соответствующая точке 1 на (p-u)-диаграмме ЛЭ(А)). При этом фольга отделяется от тыльной поверхности мишени и начинает двигаться как свободное тело, все более удаляясь от мишени. Отражение центрированной волны разрежения от поверхности контакта фольги и мишени и выход образующихся при этом возмущений на свободную поверхность фольги между точками 2 и 3 приводит к уменьшению скорости ее движения от  $u_2 = u_1$  (в точке 2) до  $u_3 = W_M$  (в точке 3). Ускорение поверхности фольги на участке ее траектории  $1-A^{**}-C$  (на (t-x)-диаграмме) приводит к увеличению скорости движения ее тыльной поверхности от  $u_3 = W_M$  в точке 3 до  $u = u_4 = u_1$  в точке 4. График зависимости скорости свободной тыльной поверхности фольги  $W_{\Phi}$  от времени имеет впадину глубиной ( $u_1 - W_M$ ) и последующие мелкие впадины небольшой и уменьшающейся глубины, которые обусловлены переотражениями остаточных возмущений между поверхностями уже свободно летящей фольги. Амплитуда этих возмущений в ходе переотражений затухает в силу диссипативных процессов, которые методом (p-u)- и (t-x)-диаграмм уже не отражаются.

Следует иметь в виду, что взаимодействие тыльной центрированной волны разрежения и волны разрежения, отраженной от границы раздела фольги и мишени, порождает на хвостовой характеристике в точке B отрицательные, растягивающие «давления» (строго говоря, напряжения), величина которых определяется точкой B на плоскости (p-u). Эта точка лежит на пересечении (p-u)-диаграмм для материала экрана, проведенных через точки 1 и  $A^{**}$ .

Если откольная прочность материала экрана превышает растягивающие напряжения, которые соответствуют точке B на (p-u)-плоскости, то реализуется зависимость  $W_{\Phi}(t)$  с впадиной максимальной глубины  $(u_1-W_{\rm M})$ . При недостаточно большой откольной прочности на хвостовой характеристике центрированной волны происходит откол и впадина имеет меньшую глубину, чем  $(u_1-W_{\rm M})$ .

Особенность движения фольги, обусловленная соотношением  $(\rho c)_{\Phi} < (\rho c)_{M}$ , используется в так называемом ударно-волновом способе плоскосимметричного метания тонких пластин большой площади. Формулы для расчета конечной скорости фольги в зависимости от интенсивности ударной волны в мишени в момент выхода ее на границу с фольгой будут приведены в последующем разделе книги, посвященном анализу этого способа метания тонких пластин. Эта особенность также является фактором, приводящим к завышению скорости движения свободной поверхности мишени при ее индикации методом нанесения фольги. Поэтому фольги с динамическим импедансом меньшим, чем у мишени, непригодны для индикации начальных скоростей движения ее свободной поверхности.

### § 4. Расчетная оценка размеров зоны плоскосимметричного течения среды при ударно-волновом воздействии и особенности течения за пределами этой зоны

Часто газодинамические эксперименты сопровождаются измерениями с использованием датчиков или методов регистрации процессов,

которые дают достаточно точные результаты лишь в случае плоскосимметричных течений в исследуемой среде. Кроме того, эксперименты могут сопровождаться последующим анализом полученных результатов с использованием теоретических методов, основанных на знании закономерностей процессов, протекающих в условиях плоскосимметричных течений. Это является одной из причин необходимости создания в экспериментах зон плоскосимметричных течений либо оценки положения и размеров зон, в которых в уже проведенном эксперименте было реализовано плоскосимметричное течение.  $h_{\gamma}$ 

Наиболее просто сделать такую оценку, когда исследуемый образец является конденсированным веществом, имеет форму цилиндра, к торцу которого приложено ударное воздействие, одинаковое во всех точках и имеющее временной профиль давления ступенчатой формы (рис. 4.1). Положение и размеры области тела с частицами вещества, движущимися одномерно параллельно оси x, обусловлены действием боковых волн разрежения, распространяющихся со стороны боковой свободной поверхности тела по веществу, сжатому на фронте ударной волны, и вовлекающих его в движение в радиальном направлении. На рис. 4.1 показана форма фронтов ударных волн



Рис. 4.1. Схема для оценки динамики сокращения зоны плоскосимметричного течения, вызванного импульсом давления p(t) ступенчатой формы на торце цилиндрической детали

в образце для трех моментов времени  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ . При этом для момента  $t = t_1$  показано еще и положение плоскости тела, к которой приложено давление с временным профилем ступенчатой формы, а также формы боковой поверхности образца и фронта боковой волны разрежения. Этот фронт движется со скоростью c относительно частиц вещества, однородно сжатого за фронтом ударной волны, а его меридиональное сечение, показанное на рисунке, в соответствии с принципом Гюйгенса имеет форму окружности. Центр этой окружности за время увеличения ее радиуса от нуля до  $c \cdot t$  сместится из положения точки 1 в положение точки A, так как фронт волны разрежения движется по частицам, которые за фронтом ударной волны приобрели скорость u, и поэтому за время  $t_1$  переместились параллельно оси x на расстояние  $Dt_1$ . Заметим, что частица среды из начального положения 1 в потоке за фронтом ударной волны я осо жение, обозначенное точкой  $A^*$ , которая не совпадает с A.

Из совместного рассмотрения треугольников 2-A-3 и 1-2-3 с общим катетом 2-3 (с длиной, равной  $t_1(c^2-(D-u)^2)^{0.5}$ ) получаем для угла  $\gamma^0$ , определяющего траекторию движения точки 3 выхода фронта боковой волны разгрузки на плоский участок фронта ударной волны:

tg 
$$\gamma^0 = \sqrt{\frac{c^2 - (D-u)^2}{D^2}}$$
. (4.1)

В конденсированных средах в случае ударных волн малой интенсивности угол  $\gamma^0$  близок к 45°. С увеличением интенсивности ударно-волнового сжатия угол  $\gamma^0$  увеличивается.

На рис. 4.1 горизонтальной штриховкой выделены зоны, в которых течение среды остается плоскосимметричным. На расстоянии  $h_{\gamma} = d/(2 \operatorname{tg} \gamma^0)$  от плоскости приложения ударно-волнового воздействия течение среды уже не является плоскосимметричным. При этом фронт ударной волны не является плоским, а характеризуется радиусом кривизны, значение которого зависит от расстояния рассматриваемых точек до оси симметрии течения. За фронтом ударной волны частицы движутся со скоростью, имеющей две составляющие: осевую  $u_x$  и радиальную  $u_r$ . На оси симметрии течения, непосредственно за фронтом ударной волны, градиент радиальной составляющей скорости течения в радиальном направлении r равен

$$\frac{\partial u_r}{\partial r} = \frac{D-u}{R},$$

где R — радиус сферы, аппроксимирующей форму поверхности фронта ударной волны.

Особенности изменения параметров состояния движения за пределами зоны плоскосимметричного течения можно проиллюстрировать на примере волны, обращенной вправо. На рис. 4.2, а сплошной линией показана траектория плоского фронта затухающей ударной волны, а штрихпунктирной линией — траектория фронта ударной волны, искривленного по всей поверхности. Такой фронт возник бы из первоначального фронта плоской формы в точке пересечения оси симметрии цилиндрической детали и течения в целом с траекторией точки выхода фронта боковой волны разрежения на плоский фронт ударной волны. Лагранжева координата этой точки обозначена  $h_{\gamma}$ . В результате искривления фронта ударной волны падение интенсивности ударно-волнового сжатия по мере ее распространения становится более быстрым (рис. 4.2, б и рис. 4.2, в). Также более быстрым становится падение давления на частицах за фронтом ударной волны (рис. 4.2, г). Если в случае плоскосимметричных течений конденсированных сред в одинаково обращенных волнах (*p*-*u*)-диаграммы волн изоэнтропического и ударно-волнового сжатия с начальным состоянием движения p = 0; u = 0 и (p-u)-диаграмму для волны разрежения с начальным состоянием движения  $p = p_{\gamma}$ ;  $u = u_{\gamma}$  с достаточно высокой степенью



Рис. 4.2. Сравнение характеристик ударно-волнового течения с фронтом ударной волны плоской формы (сплошные линии) и с искривленным фронтом (штрихпунктирные линии): *а* — траектории фронта ударной волны; *б* — падение давления в частице среды за фронтом ударной волны; *в* — затухание давления на фронте ударной волны; *г* — зависимость от времени давления на фронте ударной волны; *д* — (*p*-*u*)-диаграммы

точности можно считать совпадающими, то (p-u)-диаграмма для параметров состояния движения в волне разрежения за фронтом ударной волны, имеющего конечное значение радиуса кривизны R, наклонена к оси u существенно круче (рис. 4.2,  $\partial$ ). Чем меньше R, тем более круто наклонена (p-u)-диаграмма для состояний движения в волне разрежения, следующей за ударным фронтом того же направления обращения. Различие в (p-u)-диаграммах для плоскосимметричного и «расходящегося» течений тем больше, чем дальше отстоит рассматриваемая точка течения от фронта ударной волны. (p-u)-диаграммы для собственно ударно-волновых изменений состояния движения в плоских и искривленных фронтах совпадают, если рассматривать ударные волны, для которых радиус кривизны фронта несоизмеримо больше, чем ширина фронта ударной волны.

В заключение анализа особенностей течения сред, которые достаточно часто необходимо учитывать (или можно использовать) в экспериментальных исследованиях, отметим для случая плоскосимметричных течений соотношение скоростей изменения давления в частице среды непосредственно за фронтом прошедшей ударной волны  $\partial p/\partial t$  (рис. 4.2, e) и скорости изменения давления вдоль фронта ударной волны в момент прохождения его через ту же рассматриваемую частицу (рис. 4.2, d) dp/dt:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{dp}{dt} \cdot \frac{a + 2bu}{bu}$$

За пределами зоны плоскосимметричного течения различие между  $\partial p/\partial t$  и dp/dt увеличивается и тем сильнее, чем меньше радиус кривизны фронта ударной волны R.

Методы измерения параметров состояния и состояния движения сред, используемые в настоящее время и особенно разработанные в начальный период становления экспериментальных методов исследования быстропротекающих газодинамических процессов, таковы, что неизбежно возникающие погрешности измерений тем больше, чем быстрее изменяется во времени (или в зависимости от расстояния) регистрируемая величина. Это является одной из основных причин стремления экспериментаторов к проведению измерений в зонах плоскосимметричных течений сред и, соответственно, к разработке экспериментальных устройств, позволяющих реализовать такие условия исследований.

#### Список литературы к главе 1

- 1. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: «Янус-К», 1996.
- 2. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Экспериментальные профили волн в конденсированных веществах. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
- 3. Кондратьев В.И., Немчинов И.В., Христофоров Б.Д. О затухании в твердом теле ударных волн, вызванных взрывом // ПМТФ. 1968. № 4.
- 4. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981.
- 5. *Фортов В.Е.* Экстремальные состояния вещества на Земле и в космосе // УФН. 2009. Т. 179, № 6. С. 653–687.

## Глава 2

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ КОМПЛЕКСЫ И СИСТЕМООБРАЗУЮЩИЕ ЭЛЕМЕНТЫ

Газодинамические эксперименты проводят при изучении процессов, связанных с течением сжимаемых сред, т.е. сред, удельный объем которых существенно зависит от давлений (или механических напряжений), прикладываемых к ним.

Условия, в которых проявляется сжимаемость сред, зависят от того, к какому телу мы прикладываем воздействие: газообразному, жидкому или твердому. У газообразных сред сжимаемость начинает проявляться при обтекании предметов со скоростью 60...100 м/с (220...360 км/ч). Исследования процессов распространения возмущений в воздухе или другом газе с изменением давления в сотые доли мегапаскаля являются уже явно газодинамическими. Результаты этих исследований представляют большой практический интерес в отношении проблем безопасности человека в современных условиях жизни. Сжимаемость жидкостей начинает влиять на особенности течения при возмущениях давления амплитудой уже в десятки, но чаще, в сотни мегапаскалей. Сжимаемость твердых тел существенно проявляется в условиях воздействий, при которых нормальные напряжения на поверхности тел превышают предельные значения, обусловленные прочностью материала. Так, для металлов волновой газодинамический характер процессов начинает проявляться при динамических изменениях нормальных напряжений амплитудой в несколько тысяч мегапаскалей, хотя в некоторых случаях еще можно пренебрегать этой особенностью. Однако само принятие решения о допустимости пренебрежения сжимаемостью металлов при решении некоторых задач основывается на знании сжимаемости материала, полученного в результате газодинамических экспериментов.

В общих чертах газодинамические эксперименты можно представить следующей схемой. Объект исследования подвергается со стороны некоторого вещества, детали или конструкции, называемой *устройством нагружения*, воздействию такой интенсивности, что начинает проявляться сжимаемость объекта, или сжимаемость материала в определенной зоне объекта. Различного вида и принципа действия «измерительно-регистрирующие» устройства и системы регистрируют ответную реакцию объекта исследования на это воздействие в такой форме, которая позволяет проводить различные измерения этой ответной реакции. Особенность газодинамических экспериментов, проводимых в конечном счете применительно к задачам физики и техники взрыва и удара, заключается в том, что производятся непрерывные регистрация и измерение динамики очень кратковременных и однократно (т. е. не циклически повторяющихся во времени) изменяющихся характеристик объекта (процесса) и его параметров. Поэтому при проведении газодинамических экспериментов, как правило, монтируется и используются достаточно сложные, а часто и опасные устройства (или вещества), для функционирования которых должно быть обеспечено соблюдение определенных специфических условий, включая удобство и безопасность работы научно-технического персонала, производящего подготовку и настройку этих устройств к эксперименту.

Практика проведения газодинамических исследований в области физики и техники взрыва и удара, совершенствование методов исследований, совершенствование организации труда персонала, проводящего эксперименты, включающей меры по безопасности работ, привели к появлению нескольких видов исследовательских комплексов для проведения экспериментов. В основу различения этих комплексов можно положить «центральный», системообразующий элемент: устройство или пространство (территория), в котором помещается исследуемый объект (исследуемый материал, или среда) и подвергается интенсивному воздействию, вызывающему исследуемый регистрируемый процесс. Наиболее распространенными и используемыми являются исследовательские комплексы на основе ударных труб, полигонов и взрывных площадок, взрывных камер, баллистических стендов для исследования нестационарных процессов или баллистических камер. Мы кратко рассмотрим эти основные элементы исследовательских комплексов: ударные трубы, взрывные площадки, взрывные камеры, баллистические стенды и баллистические камеры.

Прежде чем изложить техническую сторону информации по этим элементам, дадим кратчайшую справку по истории их появления (создания) и развития.

Начало экспериментальных исследований газодинамических процессов, по-видимому, можно считать связанным с постоянным развитием и усовершенствованием артиллерии. При этом эксперименты проводились как в открытых естественных условиях (прообразах современных полигонов, взрывных площадок), так и в лабораториях, но без использования защитных сооружений, ныне известных как взрывные камеры. В этих исследованиях волновым процессам в газах еще не уделялось большого внимания.

Газодинамические эксперименты приобрели черты, встречающиеся в современных исследованиях, в конце XIX – начале XX веков. Необходимость проведения этих экспериментов была вызвана появившейся проблемой безопасности работ в шахтах, обострившейся с учащением катастрофических взрывов газовых и пылевых смесей. В 1899 г. была сконструирована Виэллем (Vielle) первая ударная трубка, которая использовалась для изучения распространения фронтов пламени и детонационных волн (отождествляемых с ударными волнами). После открытия явления детонации в конденсированных веществах произошли революционные изменения в технике взрыва и удара, так как появились новые сверхмощные источники энергии.

Эти изменения были неразрывно связаны с экспериментами, которые носили как исследовательский, так и испытательский характер. Экспериментальные исследования, как правило, с зарядами массой порядка килограмма, проводились в «естественных» условиях на полигонах (взрывных площадках). Эксперименты испытательского характера, как правило, еще достаточно простые, например, измерения скорости детонации и ударных волн в преградах, критического диаметра детонации, проводились с зарядами небольших масс (десятки граммов) не только на взрывных площадках, но и в лабораториях с бронекамерами или другими простейшими защитными устройствами (корпуса крупнокалиберных снарядов), которые позже трансформировались во взрывные камеры. Совершенствование боеприпасов взрывного (детонационного) и ударного действия еще не требовало учета сжимаемости таких материалов, как металлы.

В 40-е годы XX в. начались интенсивные экспериментальные исследования, связанные с уточнением значений критических масс, при которых происходит взрывное ускорение цепных ядерных реакций (деления), и с созданием условий минимизации этих критических масс. Одним из важных направлений экспериментальных работ по этой проблеме было исследование сжимаемости металлов и практическое использование этого свойства для совершенствования ядерных взрывных устройств. Подобные эксперименты требовали устройств нагружения, содержащих заряды ВВ массой порядка 10...100 кг (реже единиц килограммов), и проводились на открытых взрывных площадках (с укрытием персонала и части регистрирующей аппаратуры в блиндажах и казематах). Заметим, что использование в экспериментах, проводимых совместно с подземными ядерными испытаниями, в качестве источников энергии в устройствах нагружения термоядерных взрывных устройств позволило определить некоторые характеристики металлов при давлениях ударно-волнового сжатия до 10,5 ТПа, при которых их удельный объем уменьшается в 3,37 раза.

Развитие ракетной техники в 50-е годы XX в. привело к возникновению проблемы гиперзвукового взаимодействия головок ракет с атмосферой земли, а несколько позже, космических аппаратов с атмосферами других планет. Это явилось одной из причин активации исследований с использованием ударных труб, а также создания более совершенных их конструкций и даже создания ударных труб с электрическими и магнитными источниками энергии для разгона газов до гиперзвуковых скоростей.

Приблизительно в этот же период началось интенсивное использование в газодинамических экспериментах физики и техники взрыва и удара взрывных камер с нагружающими устройствами взрывного типа или в виде малогабаритных баллистических устройств. Экспериментальные исследования исследовательского характера проводились в технических, исследовательских, учебных центрах и стали иметь как научно-исследовательскую, так и технологическую, производственную направленность. Взрывные камеры начали использоваться в промышленных целях (например, при сварке взрывом, при детонационном синтезе и компактировании алмазов). В этот период наряду с использованием взрывных камер были проведены работы по их существенному совершенствованию.

Развитие высокоточных и высокоинформативных измерительных и регистрирующих систем и появление достаточно совершенных лабораторных баллистических систем метания как малого, так и большого калибра (до 100 мм), с одной стороны, и также появление проблемы изменения чувствительности зарядов ВВ и ракетных твердых топлив, равно как и проблемы защиты космических аппаратов от «метеоритных» частиц, с другой стороны, привело к созданию комплексов, в основе которых лежит устройство, которое можно назвать баллистическим стендом для исследования нестационарных процессов, или баллистической камерой.

# § 5. Ударные трубы

Ударные трубы являются наиболее простым и удобным инструментом для создания и исследования в лабораторных условиях сверхзвуковых течений с плоскими фронтами ударных волн в различных газах.

В настоящее время с помощью ударных труб различных конструкций и размеров изучают: 1) нестационарные физические и химикофизические процессы, протекающие в условиях ударно-волнового сжатия и последующего существования чрезвычайно высоких температур; 2) обтекание различных тел (чаще всего моделей головок ракет и космических аппаратов, входящих в атмосферу планет); нагрузки, действующие на различные объекты.

Ударные трубы находят применение также как генераторы калиброванных ударно-волновых импульсов давления для тарировки датчиков различных измерительных систем.

Традиционная схема ударной трубы включает в себя (рис. 5.1) длинную трубу круглого или прямоугольного сечения, которая разделяется тонкой диафрагмой на две части. Одна часть называется камерой или каналом низкого давления и заполняется газом, в котором надо создать ударную волну, другая часть — камера высокого давления заполняется рабочим, или толкающим газом.

Длина камеры с рабочим газом может достигать нескольких метров, а длина канала низкого давления — в несколько раз больше. Диаметр сечения ударной трубы чаще всего составляет несколько сантиметров, хотя имеются ударные трубы, у которых диаметр сечения существенно



Рис. 5.1. Схема ударной трубы: a — до разрыва диафрагмы;  $\delta$  — в момент времени  $t_1$  после разрыва диафрагмы; s — профиль давления p = p(x); c — профиль массовой скорости u = u(x);  $\partial$  — профиль температуры T = T(x); e - (t-x)-диаграмма волновых процессов; ГВР — головной фронт волны разрежения; ХВР — «хвост» волны разрежения; КП — контактная поверхность (контактный разрыв); ФУВ — фронт ударной волны; ГОВР — головной фронт отраженной волны разрежения; ФОУВ — фронт отраженной ударной волны

4 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

больше 10 см. Канал низкого давления обычно имеет отсеки с прозрачными плоскопараллельными стенками из специального стекла для получения возможности высококачественной фоторегистрации или киносъемки возмущений в потоке газа. Используются также специальные иллюминаторы или отсеки, где фиксируются модели, обтекание которых регистрируется в эксперименте. В стенках канала низкого давления имеются электровводы для подсоединения датчиков, с помощью которых регистрируются параметры потока, к остальным элементам электрических систем измерения, располагаемым рядом с трубой. Научно-исследовательский персонал во время проведения эксперимента может не покидать помещение, в котором располагается ударная труба.

В нужный момент диафрагма с помощью специального приспособления (например, бойка, выбрасываемого пружиной) быстро разрывается по предварительно радиально нанесенным бороздкам (концентраторам напряжений) и толкающий газ устремляется в камеру низкого давления. При этом по толкающему газу начинает распространяться волна разрежения, а по газу в камере низкого давления ударная волна. Распространение и взаимодействие этих волн можно проиллюстрировать (*t*-*x*)-диаграммой (рис. 5.1), а также профилями распределения давления, скорости частиц газов и их температуры.

Давление  $p_{\rm YB}$  и массовая скорость  $u_{\rm YB}$  на фронте ударной волны, движущейся по газу в канал низкого давления после разрыва диафрагмы, очень быстро принимает значения, которые находятся из решения системы уравнений:

$$u = \left[2c_{\rm B0}/(k_{\rm B}-1)\right] \cdot \left[1 - \left(p/p_{\rm B0}\right)^{\frac{k_{\rm B}-1}{2k_{\rm B}}}\right],\tag{5.1}$$

$$u = (p/p_{\rm H0} - 1) \sqrt{2 p_{\rm H0} v_{\rm H0}} / [(k_{\rm H} + 1) p/p_{\rm H0} + (k_{\rm H} - 1)], \qquad (5.2)$$

где  $c_{\rm B0}$  — начальная скорость звука газа в камере высокого давления, которую имеет газ к моменту разрыва диафрагмы, находясь под давлением  $p_{\rm B0}$  и при температуре  $T_{\rm B0}$ ;  $\nu_{\rm H0}$  — начальный удельный объем газа в канале низкого давления, находящегося под давлением  $p_{\rm H0}$  и при температуре  $T_{\rm H0}$ ;  $k_{\rm B}$  и  $k_{\rm H}$  — показатели адиабат газов в камерах высокого и низкого давлений соответственно.

Уравнение (5.1) определяет скорость, с которой начинает двигаться толкающий газ на его плоской границе с газом в канале низкого давления, если давление на ней станет внезапно равным не  $p_{\rm H0}$ , а  $p \leq p_{\rm H0}$ . График этой зависимости u(p) на рис. 5.2 изображен нисходящими кривыми для двух значений начальных температур  $T_{\rm B0}^{(1)}$  и  $T_{\rm B0}^{(2)} > T_{\rm B0}^{(1)}$ . Эти кривые назовем p-u диаграммами изоэнтропического разрежения газа в волне, распространяющейся влево (со скоростью звука  $c_{\rm B0}$ ), или изоэнтропами разрежения в (p-u)-координатах.

Уравнение (5.2) определяет скорость, с которой нужно внезапно вдвигать в канал низкого давления плоский поршень, чтобы давление Рис. 5.2. Определение параметров (давления и массовой скорости) на фронте ударной волны в канале низкого давления, заполненном воздухом с начальным давлением  $p_{\rm H0} = 0,1~{\rm M\Pi a}$  и  $p_{\rm H0} = 0,01~{\rm M\Pi a}$  при  $T_{\rm H0} = 300~{\rm K}$ , генерируемой истечением из камеры высокого давления водорода с начальным давлением  $p_{\rm B0} = 1~{\rm M\Pi a}$  при  $T_{\rm B0} = 300~{\rm K}$  и  $T_{\rm E0} = 900~{\rm K}$ , а также истечением воздуха



сжимаемого газа на него было равно  $p > p_{\rm H0}$ . График этой зависимости u(p) изображен на рис. 5.2 восходящими кривыми, называемыми (p-u)-диаграммами ударно-волнового сжатия, фронт которого распространяется вправо (в канал) со скоростью D, или ударными адиабатами в (p-u)-координатах.

Соотношения (5.1) и (5.2) выведены из уравнений сохранения массы, импульса и энергии газов, претерпевающих соответственно изоэнтропическое разрежение (или расширение) и ударно-волновое сжатие соответственно. При этом для простоты считается, что оба газа идеальные, с постоянными значениями удельных теплоемкостей и показателей адиабат, равных отношению удельных теплоемкостей при постоянном давлении  $C_p$  и объеме  $C_V$ :

$$k_{\rm B} = C_{p{\rm B}}/C_{V{\rm B}},$$
  
$$k_{\rm H} = C_{p{\rm H}}/C_{V{\rm H}},$$

где В — индекс газа в камере высокого давления; Н — индекс газа в канале низкого давления. У газов с такими свойствами:

$$c_{\rm B0} = \sqrt{k_{\rm B} R T_{\rm B0} / \mu_{\rm B}} \,,$$
  
 $v_{\rm H0} = (R / \mu_{\rm H}) (T_{\rm H0} / p_{\rm H0}),$ 

где R — универсальная газовая постоянная;  $\mu_{\rm B}$  и  $\mu_{\rm H}$  — молярные массы газа в камере высокого давления и в канале низкого давления соответственно.

Отношение  $C_p/C_V$  в первом приближении равно 1,66 для одноатомного, 1,4 — для двухатомного и 1,33 — для трехатомного газов.

Точки пересечения (рис. 5.2) нисходящей (p-u)-диаграммы, положение которой определено начальными условиями  $p = p_{\rm B0}$ ,  $T = T_{\rm B0}$  и восходящей (p-u)-диаграммы, задаваемой начальными условиями

 $p = p_{H0}$ ,  $T = T_{H0}$ , характеризуется координатами  $p = p_{yB}$  и  $u = u_{yB}$ , значения которых является решением системы (5.1) и (1.2).

Эти значения давления и массовой скорости (или скорости частиц) газов, рассматриваемых как непрерывная среда, на поверхности их контакта, называемой контактной поверхностью, возникнув практически внезапно, остаются неизменными при очень длинном канале низкого давления в течение времени  $t_{\rm B}$ .

Длительность течения газа у контактной поверхности с постоянной скоростью  $u_{\rm YB}$  складывается из времени пробега фронтом волны разрежения длины  $l_{\rm B}$  камеры высокого давления ( $l_{\rm B}/c_{\rm B0}$ ) и времени обратного движения фронта волны разрежения, отраженной от жесткого дна камеры высокого давления (ГОВР), до контактной поверхности. Время обратного движения отраженной волны разрежения в несколько раз больше, чем  $l_{\rm B}/c_{\rm B0}$ .

Внезапно начавшееся движение контактной поверхности вызывает в газе, заполняющем канал низкого давления, движение ударной волны, скорость фронта которой равна *D*. На фронте ударной волны газ в канале низкого давления сжимается до удельного объема

$$v_{\rm YB} = v_{\rm H0} \cdot \frac{(k_{\rm H} - 1) \cdot \frac{p_{\rm YB}}{p_{\rm H0}} + (k_{\rm H} + 1)}{(k_{\rm H} + 1) \cdot \frac{p_{\rm YB}}{p_{\rm H0}} + (k_{\rm H} - 1)}$$

и нагревается до температуры

$$T_{\rm YB} = T_{\rm H0} \cdot \frac{p_{\rm YB}}{p_{\rm H0}} \cdot \frac{(k_{\rm H} - 1) \cdot \frac{p_{\rm YB}}{p_{\rm H0}} + (k_{\rm H} + 1)}{(k_{\rm H} + 1) \cdot \frac{p_{\rm YB}}{p_{\rm H0}} + (k_{\rm H} - 1)}.$$

Скорость фронта этой ударной волны

$$D = v_{\rm H0} \cdot \sqrt{\frac{p_{
m yB} - p_{
m H0}}{v_{
m H0} - v_{
m yB}}}$$

а скорость звука газа, сжатого на фронте этой ударной волны,

$$c_{\rm YB} = \sqrt{\frac{k_{\rm B} R T_{\rm YB}}{\mu_{\rm B}}} \,.$$

Отражение ударной волны от жесткого дна канала низкого давления приводит к вторичному ударно-волновому сжатию и существенному дополнительному разогреву газа на фронте отраженной ударной волны.

Обычно канал низкого давления делают такой длины, чтобы фронт отраженной ударной волны возвращался на контактную поверхность несколько позже, чем к моменту времени  $t_{\rm B}$ , при котором начнет проявляться действие на контактную поверхность отраженной волны разрежения со стороны дна камеры высокого давления.

Формулы, приведенные выше, позволяют рассчитать параметры ударных волн со ступенчатой формой зависимости давления от време-

100

ни, используемых при тарировке датчиков давления, которые устанавливают с этой целью в канале низкого давления. Тарировочная характеристика датчика находится путем сопоставления параметров зависимости от времени сигнала с датчика, регистрируемого измерительной системой, и известных заранее параметров внешнего калиброванного воздействия на датчик.

Для аэродинамических исследований обтекания моделей, помещенных в канал низкого давления, сверхзвуковыми потоками, а также для исследования кинетики различных физико-химических превращений газов при ударно-волновом сжатии необходима генерация сильных ударных волн, характеризуемых значениями  $p_{\rm YB}/p_{\rm H0} \gg 1$ . Для сильных ударных волн приведенные выражения можно упростить и получить соотношения, более удобные для анализа действия ударных труб.

Так, уравнение для нахождения массовой скорости за фронтом ударной волны принимает вид:

$$\frac{u_{\rm YB}}{c_{\rm B0}} = \frac{2}{k_{\rm B} - 1} \left\{ 1 - \left[ \frac{k_{\rm B} \cdot (k_{\rm H} + 1)}{2} \cdot \frac{\rho_{\rm H0}}{\rho_{\rm B0}} \cdot \frac{u_{\rm YB}^2}{c_{\rm B0}^2} \right]^{\frac{(k_{\rm B} - 1)}{2k_{\rm B}}} \right\} \cdot$$
(5.3)

Температура за фронтом сильной ударной волны равна

$$T_{\rm YB} = \frac{k_{\rm H} - 1}{2} \cdot \frac{\mu_{\rm H}}{R} \cdot u_{\rm YB}^2 \cdot$$
(5.4)

Если интенсивность ударной волны характеризовать значением массовой скорости  $u_{\rm YB}$  или температурой ударно-волнового разогрева  $T_{\rm YB}$ , то, исходя из уравнений (5.3) и (5.4), можно сделать следующий вывод: наиболее мощная ударная волна при прочих равных условиях образуется, если отношение  $\rho_{\rm H0}/\rho_{\rm B0}$  мало настолько, что газ из камеры высокого давления после разрыва диафрагмы устремляется практически в вакуум и скорость  $u_{\rm YB}$  становится максимально возможной:

$$u_{\rm yB}^{\rm max} = rac{2}{k_{\rm B}-1} \cdot c_{\rm B0} = rac{2}{k_{\rm B}-1} \cdot \sqrt{k_{\rm B} rac{R}{\mu_B} T_{\rm B0}} \,.$$

При этом температура ударно-волнового разогрева газа в канале низкого давления достигает верхнего предела

$$T_{\rm yB}^{\rm max} = \frac{2k_{\rm B}(k_{\rm H}-1)}{(k_{\rm B}-1)} \cdot \frac{\mu_{\rm H}}{\mu_{\rm B}} \cdot T_{\rm B0}.$$

Из последних формул следует, что для получения максимальных скоростей движения газа и его температуры в канале низкого давления нужно применять легкий толкающий газ в камере высокого давления (водород, гелий). Наиболее сильно разогреваются в ударной волне тяжелые одноатомные газы.

Рассмотрим конкретный пример. Пусть в камере высокого давления находится водород ( $\mu_{\rm BO}=0,002$  кг/моль,  $k_{\rm BO}=7/5$ ), а в ка-

нале низкого давления — аргон ( $\mu_{\rm HO} = 0.04$  кг/моль,  $k_{\rm HO} = 5/3$ ). При этом начальные температуры одинаковы и равны комнатным  $T_{\rm HO} = T_{\rm BO} = 300$  К, а начальное давление водорода  $5 \cdot 10^6$  Па в 7 600 раз больше начального давления аргона (5 мм ртутного столба). В результате разрыва диафрагмы по аргону пойдет ударная волна с характеристиками  $u_{\rm YB} = 2.78$  км/с,  $p_{\rm YB} = 164$ ,  $p_{\rm HO} = 2.1 \cdot 10^6$  Па,  $T_{\rm YB} = 12\,300$  К, D = 3.7 м/с. Число Маха  $M = D/c_{\rm HO} = 11.5$ . Верхний предел скорости  $u_{\rm YB}^{\rm max} = 6.65$  км/с. Расчетное значение верхнего предела температуры ударно-волнового разогрева  $T_{\rm YB}^{\rm max} = 70\,000$  К. При столь интенсивных волнах существенно проявляется ионизация газа, а действительная температура намного ниже полученной расчетной оценки.

При исследованиях воздуха в ударных трубах с водородом в камерах высокого давления получают числа Маха порядка 12 и температуры ударно-волнового разогрева около 4000 К. Для получения более интенсивных ударных волн в воздухе более выгодным является повышение начальной температуры газа в камере высокого давления. Для этого часто используют взрывчатую смесь водорода с кислородом, разбавляемую легким нейтральным гелием и поджигаемую в нужный момент времени перед разрушением диафрагмы. Сильный разогрев в результате горения толкающего газа позволяет создавать в ударных трубах с воздухом фронты ударных волн с числом Маха около 15 и температурой  $T_{\rm YB}$  около 6000 К.

Для создания ударных волн в воздухе большей интенсивности применяют либо ударные трубы, в основе которых лежат иные принципы, использующие эффекты нагревания газа при электрическом разряде или ускорения газа под действием магнитных сил, либо устройства с источниками энергии в виде конденсированных мощных взрывчатых веществ.

Использование для создания ударных волн в качестве источников энергии взрывчатых веществ было вызвано не только необходимостью повышения интенсивности ударно-волнового сжатия газов, но и необходимостью начала изучения газодинамического поведения жидких и даже твердых очень прочных тел.

Но эти новые исследования уже нельзя было проводить в условиях, характерных для лабораторий со сравнительно безопасными ударными трубами.

### § 6. Открытые полигоны

Среди полигонов, наиболее часто используемых для типичных газодинамических экспериментов, мы выделим и рассмотрим так называемые открытые полигоны — открытые участки суши, на которых проводят взрывные работы как испытательского, так и исследовательского характера. Как правило, открытый полигон содержит несколько участков (взрывных площадок), каждый из которых позволяет проводить определенные (регламентированные) специфические испытания устройств и газодинамические исследовательские эксперименты. Необходимость проведения исследований в полигонных условиях возникает в первую очередь тогда, когда изучаются процессы, протекающие в пространствах с очень большими размерами, или в опытах используются или исследуются заряды взрывчатых веществ очень больших масс, что затрудняет или исключает возможность таких работ в лабораторных условиях.

Масса заряда BB, которую разрешается взрывать или сжигать (при определенной, хотя и очень малой вероятности перехода от горения к взрыву) на взрывной площадке полигона, определяется радиусами безопасности для людей и сооружений, т.е. расстояниями между ними и центрами зарядов BB, при которых даже в случае детонации зарядов воздействие на людей не будет создавать вред здоровью, а сооружения не будут претерпевать заметно проявляемых повреждений.

Опасность для людей и сооружений предоставляют в основном три типа воздействия со стороны взрыва: сейсмическое, распространяющееся в грунте и вызывающее сотрясение фундаментов и оснований зданий, ударно-волновое, распространяющееся по воздуху, и осколочное. В случае взрывов зарядов массой в сотни и тысячи килограммов, особенно при эффективном дореагировании продуктов детонации в воздушной атмосфере, приходится учитывать опасность радиационного теплового воздействия. При одинаковых массах зарядов ВВ наибольшее значение имеет радиус безопасности по осколочному действию. Так как газодинамические эксперименты очень часто сопровождаются разлетом осколков, иногда появляющихся мало предсказуемым образом, то обычно безопасный радиус по осколочному действию определяет размеры опасной зоны взрывной площадки, на которой во время взрыва не должно находиться людей. Радиус безопасности по действию воздушной ударной волны существенно меньше, чем по осколочному действию.

При определении размеров опасных зон учитывают возможность наличия в окрестности полигона линий электропередач, путей сообщения, по которым может передвигаться транспорт. Если таким коммуникациям не угрожает разрушение, то допускается их расположение в опасной зоне, но при условии, что при проведении взрывных работ должны быть прекращены перемещения по путям сообщения. Полигоны и взрывные площадки должны быть удалены от жилых объектов и населенных пунктов на расстояния, не только превышающие безопасные радиусы по действию различных поражающих факторов, но и по возможности обеспечивающие ослабление шумовых и загрязняющих воздействий до приемлемых уровней.

Персонал полигона и научные сотрудники, производящие настроечные операции с регистрирующей аппаратурой непосредственно перед взрывом и осуществляющие начало функционирования системы устройств, которая надлежащих образом инициирует взрывной процесс газодинамического эксперимента, находятся в специальных укрытиях. Обычно таким укрытием служит блиндаж, который представляет собой углубленное в земле бетонное сооружение, или сооружение, защищенное «мощным насыпным» валом земли. Часто блиндаж сверху накрывают стальным колпаком, имеющим смотровую щель для обзора взрывной площадки непосредственно перед взрывом и мощные взрывои осколочностойкие «окна», или иллюминаторы для оптической регистрации процессов, протекающих во время взрыва. Расстояние от блиндажа до места взрыва должно быть не меньше двух третьих долей радиуса безопасности по действию воздушной ударной волны на человека в открытом пространстве.

Внутри этих же защитых сооружений находится часть устройств и аппаратуры для инициирования взрывных и ударных явлений и для регистрации исследуемых характеристик и параметров процессов, протекающих на месте взрыва или в его окрестности. Другая часть элементов регистрирующей и измерительной системы находится вне блиндажа (блиндажей). Для защиты этих элементов от повреждений могут быть применены средства локализации поражающего или разрушающего действия воздушной ударной волны и потока осколков (либо потенциально возможных осколков). К таким средствам относятся, например, засыпка наружных зарядов взрывчатых веществ (расположенных на поверхности земли), обваловка или толстые стальные листы (бронеплиты толщиной 100...150 мм), и т.п. На рис. 6.1 в качестве примера приведена схема расположения стационарных сооружений на взрывной площадке небольшого полигона вместе с одним из изучаемых объектов и элементами систем регистрации процессов взрыва и удара.

Эта взрывная площадка в соответствии со стандартными требованиями для проведения специальных взрывных работ удалена от ближайшего населенного пункта на 1000 м и расположена на заболоченном низменном участке земли, окруженном лесом. Изучаемым объектом и исследуемым процессом в проводимом по этой схеме эксперименте является устройство нейтрализации заряда порошкообразного ВВ массой около 10 кг и, соответственно, процесс диспергирования этого заряда и рассеяния по поверхности земли в виде тонкого слоя фрагментов, по которому уже невозможно распространение детонации. Проверить возможность такого рассеяния частиц облака объемом до 1000 м<sup>3</sup> на площади порядка 100 м<sup>2</sup> можно лишь на открытой площади, вне замкнутых объемов. В течение процесса диспергирования и разлета частиц нейтрализуемого заряда регистрируется динамика давления внутри рабочего газообразного тела устройства диспергирования и в облаке разлетающихся частиц зарядов, что позволяет оценивать склонность исследуемого процесса нейтрализации к вырождению рассеяния заряда ВВ в опасный режим взрывного превращения с разрушительным действием на окружающие объекты. Цифровая камера высокоскоростной съемки необходима для регистрации особенностей движения продук-



Рис. 6.1. Фрагмент (участок) полигона со взрывной площадкой, удаленной от ближайшего населенного пункта на 1000 м и схема эксперимента по взрывной бездетонационной нейтрализации термобарического заряда массой 5 кг: 1 -блиндаж; 2 -земляная насыпь; 3 -локализатор (листы брони с размерами 1,5 × 6 × 0, 15 м) поражающего действия воздушной ударной волны и потока осколков; 4 -границы площадки с песчаным грунтом для взрывания и сжигания зарядов ВВ с тротиловым эквивалентом 10 кг; 5 -экспериментальная сборка с зарядом ВВ массой 5 кг и потенциальным тротиловым эквивалентом 10 кг; 6 -локализатор осколочного действия взрыва (пакет из семи бронеплит размером 1, 5 × 1, 5 × 0, 15 м); 7 -пленка для сбора и анализа продуктов диспергирования нейтрализуемого заряда; 8 -кабели связи датчиков давления с измерительно-преобразовательной и регистрирующей аппаратурой; 9 -цифровая съемочная камера; 10 -линия связи съемочной камеры с пультом управления; 11 -двухпроводная электровзрывная цепь; 12 -пульт управления взрыванием и электронная аппаратура системы регистрации процесса

тов диспергирования заряда и времени его рассеивания до недетонационно способного состояния.

Взрывные площадки характеризуются на только очевидными преимуществами в отношении условий проведения некоторых «крупномасштабных» экспериментов, но и определенными недостатками. К последним следует отнести зависимость проведения работ от климатических условий и времени суток, затруднения с работой измерительных и регистрирующих систем из-за большой разнесенности элементов этих систем и подверженности их влиянию погодных и других внешних факторов, затруднения или невозможность улавливания экологически вредных продуктов, сопровождающих протекание некоторых взрывных или просто химических процессов, а также сложности ослабления вредных или опасных шумовых эффектов.

# § 7. Взрывные камеры

Взрывные камеры являются локализаторами поражающих и вредных факторов, прежде всего таких как осколки и продукты взрыва. Взрывные камеры иногда используют как контейнеры, предотвращающие рассеивание и потерю для дальнейшего исследования материалов и элементов конструкций, подвергаемых взрывному или мощному ударно-волновому воздействию.

Исследовательские взрывные камеры предназначены для проведения работ по изучению процессов взрыва, метания, ударного взаимодействия, свойств зарядов взрывчатых веществ.

Основной характеристикой взрывных камер является масса заряда тротила, который разрешается взрывать в режиме детонации в условиях, исключающих повреждение конструкции камеры, которые сделали бы продолжение взрывных работ опасными. Эту характеристику часто называют мощностью камеры.

Иными словами — мощность взрывной камеры, предназначенной для научно-исследовательских или промышленных, производственных работ, определяется массой зарядов тротила, на многократное взрывание которых рассчитана камера. Следует иметь в виду, что взрывозащитные контейнеры в случае совпадения их габаритов и масс с характеристиками взрывных камер отличаются существенно большей допустимой массой детонирующего заряда тротила, так как они рассчитываются на однократную локализацию взрыва, при которой их оболочка претерпевает пластические деформации, исключающие их дальнейшее применение. Массы зарядов веществ различных составов и взрывных характеристик, которые допускаются к детонированию во взрывных камерах заданной мощности, достаточно просто и точно рассчитываются по их тротиловым эквивалентам.

Увеличение мощности взрывной камеры достигается в значительной мере за счет увеличения ее габаритов (или объема внутренней полости). При грубых оценках можно считать, что на каждый 1 кг заряда взрывчатого вещества необходимо иметь 1...4 м<sup>3</sup> объема камеры.

Взрывные камеры делают вакуумируемыми и невакуумируемыми, или нормальными. Камеры первого типа разделяются на те, что вакуумируются ориентировочно до давлений 200...300 мм ртутного столба (что соответствует высоте в 10...7 км над землей) с целью ослабления взрывного воздействия на стенки камеры, и на устройства с возможностью достижения глубокого вакуума с целью изучения поведения материалов, конструкций и газодинамических процессов в «заатмосферных» условиях.

Наиболее распространенными являются нормальные взрывные камеры, рассчитанные на детонацию зарядов массой от 0,1 кг до 10 кг (достаточно редко до нескольких десятков килограмм). В 1980 г. в нашей стране были построены две сферические камеры диаметром 12 м с толщиной стальных стенок 100 мм, рассчитанные на взрыв зарядов массой до 1000 кг.

Взрывные камеры изготавливаются металлическими или железобетонными.

В самом начале строительства взрывных камер применялись громоздкие железобетонные конструкции, внешне напоминающие кубические помещения, либо круглые помещения с куполообразной крышкой. Изнутри, а часто и снаружи, производилась облицовка стальными листами.

Затем последовал период серийного строительства и достаточно широкого использования в исследованиях металлических взрывных камер, представляющих собой практически замкнутые оболочки, сваренные из листов стали. После того, как масса и объем стальных (металлических) взрывных камер достигли своих предельных значений, обусловленных трудностями изготовления и транспортирования, стали появляться и использоваться конструкции цилиндрических, трехслойных железобетонных взрывных камер. Основная боковая стенка у таких камер образована коаксиально расположенными сравнительно тонкими стальными обечайками (цилиндрическими оболочками, открытыми с торцев), пространство между которыми заполнено армированным железобетоном. Несущая способность такой комбинированной оболочки в основном определяется прочностью арматуры и погонными массами арматуры и бетона. Вклад внутренней стальной обечайки в несущую способность всей оболочки незначителен. Внешняя стальная оболочка предотвращает начало разрушения бетона с внешней поверхности, которое проявляется в виде отколов и разрушений. Такие конструкции являются наиболее подходящими для цилиндрических камер большого объема с мощностью более 20 кг тротила.

В настоящее время при работах, связанных с необходимостью взрывать сравнительно небольшие заряды (массой около 1 кг), особенно в исследовательских, а не в промышленных и в производственных целях, наряду с железобетонными широко применяются металлические взрывные камеры. Оболочки таких камер изготавливаются из очень прочной и пластичной стали с использованием сварки. При взрывании сосредоточенных зарядов лучшей формой камеры является сферическая, так как элементы ее оболочки являются равнопрочными. Однако для исследовательских и промышленных целей, обычно по технологическим соображениям, строят цилиндрические камеры длиной в 2...7 диаметров. Эти камеры получаются такими же прочными, как и сферические, но их возможное разрушение менее катастрофично и носит локальный характер (обычно в центральном сечении камеры, содержащим взрывающийся заряд, и реже в местах крепления днищ).

Теоретические расчеты, позволяющие найти параметры оболочки камеры и характеристики ее материала, которые обеспечивают отсутствие разрушений при многократных взрывах зарядов с заданными тротиловыми эквивалентами, крайне затруднительны. Их проводят в настоящее время численными методами с использованием пакетов прикладных программ, разработанных специалистами таких организаций как ВНИИЭФ и ВНИИТЭФ.

Тем не менее, по крайней мере для лучшего понимания особенностей поведения металлической оболочки взрывной камеры, выявления основных факторов, определяющих допустимую массу взрываемого заряда, т. е. мощность камеры, сделаем простейшую оценку ее несущей способности. Рассмотрим с использованием ряда упрощающих допущений взрыв сосредоточенного заряда взрывчатого вещества массой  $m_{\rm BB}$ , расположенного на оси симметрии цилиндрической оболочки радиусом  $R_{\rm OE}$  и толщиной  $\delta_{\rm OE}$ . Выделим из этой оболочки двумя близко расположенными сечениями, перпендикулярными оси цилиндра, кольцевой элемент, площадь боковой поверхности которого, воспринимающей удар от взрыва заряда, обозначим  $S_{\rm OE}$ . Массу такого кольцевого элемента оболочки обозначим  $m_{\rm OE}$ :

$$m_{\rm OE} = S_{\rm OE} \cdot \delta_{\rm OE} \cdot \rho_{\rm OE}, \tag{7.1}$$

где  $\rho_{\rm OB}$  — плотность материала оболочки.

Если характерное время смещения оболочки от ее оси (равное периоду собственных колебаний) превышает время  $\tau_+$  ударного взаимодействия с ней продуктов детонации заряда (с учетом воздуха внутри камеры), то полный импульс давления  $I_{\rm OE}$ , воздействующего на оболочку, с достаточной точностью находят, пренебрегая ее смещениями за время  $\tau_+$ :

$$I_{\rm OB} = S_{\rm OB} \cdot i_{\rm BB} \cdot K_{\rm OTP}, \tag{7.2}$$

где  $i_{\rm BB}$  — удельный импульс давления (с размерностью Па·с) в точке неограниченного воздушного пространства, удаленной от центра заряда на расстояние  $r = R_{\rm OE}$ , через которую проходит взрывная волна;  $K_{\rm OTP}$  — коэффициент, учитывающий то обстоятельство, что на поверхности оболочки вследствие торможения частиц воздуха и продуктов взрыва давление увеличивается по отношению к тому значению, что было бы в проходящей волне в отсутствии оболочки.

Если считать, что  $m_{\rm BB}$  является тротиловым эквивалентов сферического заряда некоторого взрывчатого вещества, то для оценки  $i_{\rm BB}$  можно воспользоваться эмпирическим соотношением

$$i_{\rm BB} \approx 180 \cdot \frac{m_{\rm BB}^{2/3}}{r}$$
 (Πa·c). (7.3)

В этой формуле принимается масса в килограммах, расстояние *r* в метрах.

При расчетах для диапазона значений давлений во фронте взрывной волны 0,1...1,0 МПа  $K_{\text{OTP}} \approx 3$ .

Между полным импульсом  $I_{Ob}$ , воспринятым массой выделенного кольцевого элемента оболочки  $M_{Ob}$ , и ее кинетической энергией  $E_{KUH}$  к началу заметного смещения относительно начального положения выполняется соотношение

$$E_{\rm KMH} = \frac{I_{\rm OE}^2}{2m_{\rm OE}}.\tag{7.4}$$

Если предположить, что начальная кинетическая энергия кольцевого слоя к моменту его остановки переходит в энергию упругого одноосного деформирования металла, то следует записать:

$$E_{\text{KMH}} = \frac{\sigma_{\text{max}}^2}{2E_{\text{MIP}}} \cdot (S_{\text{OE}} \cdot \delta_{\text{OE}}), \qquad (7.5)$$

где  $\sigma_{\max}$  — напряжение одноосного растяжения металла при максимальном расширении кольцевого элемента и его остановке;  $E_{y\Pi P}$  — модуль Юнга металла.

Если в (7.3) принять  $r = R_{\rm OE}$ , то решение системы уравнений (7.1)–(7.5) позволит получить соотношение

$$m_{\rm BB} \approx \left(\frac{1}{500} \cdot \sigma_{\rm max} \cdot \sqrt{\frac{\rho_{\rm OB}}{E_{\rm Y\Pi P}}} \cdot R_{\rm OB} \cdot \delta_{\rm OB}\right)^{3/2}.$$
 (7.6)

Если снаружи к металлической оболочке прилегает массивный балластный слой, например, бетона толщиной  $\delta_{\rm B}$  и плотностью  $\rho_{\rm B}$  (Б — индекс «балласта»), то для оценки  $m_{\rm BB}$  (без учета прочности балластного слоя) следует результат вычисления по формуле (7.6) умножить на поправочный коэффициент  $K_{\rm B}$ :

$$K_{\rm B} = \left(1 + \frac{\delta_{\rm B}}{\delta_{\rm OB}} \cdot \frac{\rho_{\rm B}}{\rho_{\rm OB}}\right)^{3/2}.$$
(7.7)

После того как радиус кольца достигает значения  $R_{ ext{Ob}}\left(1+rac{\sigma_{ ext{max}}}{E_{ ext{yIIP}}}
ight)$ , начнется его обратное движение, которое вырождается в упругие колебания. Эксперименты показывают, что деформация короткой цилиндрической (а также сферической) камеры в первом полупериоде колебаний не является максимальной. Уже после окончания воздействия взрывной волны наблюдается временная раскачка оболочки с увеличением амплитуды колебаний ее деформации до трех раз. Такая раскачка объясняется взаимодействием форм собственных колебаний оболочки с близкими частотами, которые зарождаются на стадии начала обратного движения кольцевого элемента. Зарождение этих колебаний обусловлено потерей устойчивости движения оболочки на стадии начавшегося первого сжатия оболочки к начальному радиусу *R*<sub>OF</sub>. В результате потери устойчивости выделенный кольцевой элемент теряет круглую форму и приобретает форму, характерную для стоячих волн. Наличие днищ у цилиндрических оболочек приводит к тому, что в результате взрыва возникают не только радиальные колебания оболочки, но и изгибные.

При оценке несущей способности оболочек камер при многократных взрывах надо принимать во внимание зависимость числа циклов  $N_{\rm II}$  знакопеременных напряжений, которые материал выдерживает без по-явления разрушений, от относительного напряжения  $\sigma_N/\sigma_{\rm YIIP}$  (напряжения  $\sigma_N$  в долях предела упругости стали  $\sigma_{\rm YIIP}$ , из которой сделана
камера). Так, для сталей, применяемых в судостроении, при  $N_{\rm LI} \to \infty$  принято, что  $\sigma_N = 0, 2 \sigma_{\rm YHP}$ .

Строго говоря, следует учитывать, что в условиях ударного динамического нагружения предел упругости металла выше, чем в статических условиях. Это превышение может достигать 40%.

Для того чтобы сделать оценку несущей способности камеры в (7.6) вместо  $\sigma_{\text{max}}$  следует подставить его допустимое значение [ $\sigma_{\text{ДОП}}$ ]. Для упрощения не будем учитывать повышение предела упругости металла с повышением скорости деформаций, а также возможность троекратного увеличение максимальных напряжений и деформаций из-за раскачки коротких цилиндрических оболочек, т.е. примем, что [ $\sigma_{\text{ДОП}}$ ] =  $\sigma_N = 0.2 \sigma_{\text{УПР}}$ . Для стали 25 и стали 35  $\sigma_{\text{УПР}} = 4 \cdot 10^8 \text{ Па}$ ,  $E_{\text{УПР}} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ ,  $\rho_{\text{ОБ}} = 7,8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ . При этом для оболочки с  $R_{\text{ОБ}} = 1 \text{ м и } \delta_{\text{ОБ}} = 20 \cdot 10^{-3} \text{ м получим } m_{\text{BB}} \approx 0,12 \text{ кг при внутрен$ нем объеме камеры порядка 4 м<sup>3</sup>. Если эту оболочку покрыть слоем $бетона толщиной 400 мм и плотностью около <math>2,4 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ , то даже при отсутствии стальной арматуры за счет инерционности балластного слоя допустимая масса заряда взрывчатого вещества повысится приблизительно в 20 раз. При этом на каждый килограмм заряда будет приходиться около  $1,6 \text{ м}^3$  полости оболочки.

Несущая способность оболочки взрывной камеры существенно снижается иллюминаторами, необходимыми для оптических и рентгенографических регистраций взрывных процессов, входными люками или дверьми, а также местами контакта камеры с опорами, на которых она располагается в лаборатории. Чем больше масса отдельных узлов и деталей жестко прикрепляемых к гладкой оболочке, тем больше изгибные колебания в зоне их расположения. По этой причине взрывные камеры всегда свободно устанавливаются на опорах, либо «подушках», которые сейсмически «развязывают» оболочку и фундамент помещения, в котором она расположена. Последняя мера необходима также и для защиты здания и оборудования лаборатории от сотрясений при взрыве зарядов в камере.

Рисунок 7.1 дает представление об одной из схем взрывной камеры, достаточно удобной для проведения взрывных работ научно-исследовательского направления. Такие камеры располагаются в части помещения лаборатории, являющейся опасной зоной, которая обязательно отделяется мощной бронированной стеной от другой части помещения, в которой к моменту выдачи команды и электрического импульса на взрывание заряда, находится персонал, проводящий эксперименты.

Необходимым дополнением к взрывной камере в лаборатории, обеспечивающим безопасность взрывных работ, является мощная приточно-вытяжная вентиляция, которая должна обеспечивать 10...20-кратный обмен воздуха в течение пяти минут при закрытой входной двери в камеру. Этим достигается предотвращение не только отравления продуктами взрыва, но и поражение людей от взрыва, способного возникнуть от воспламенения тлеющих



Рис. 7.1. Схема варианта устройства вакуумируемой взрывной камеры для научно-исследовательских работ и ее размещение в лабораторном помещении с дополнительными устройствами и приборами: ПУВ — пульт управления взрыванием; ДБ — дверная блокировка; ЭВЦ — электровзрывная цепь; ВЭВЦ — ввод электровзрывной цепи; ЭС — экспериментальная сборка с зарядом ВВ и электродетонатором; ЗВВ — затвор воздушной вентиляции; ВВМ — вентиль вакуумной магистрали; кВН — к вакуумному насосу; РС — рабочий стол; СФРА — скоростная фоторегистрирующая аппаратура; БС — бронестекло; П — прожектор; ИРИ — источник рентгеновского излучения; ПРИ — приемник рентгеновского излучения (кассета с рентгеновской пленкой); ВЧР — высокочастотные разъемы для соединения датчиков на ЭС с электронной аппаратурой; ЭБРА — электронные блоки регистрирующей аппаратуры; ПСР — подушка сейсмической развязки камеры и фундамента лаборатории

мелкодиспергированных горючих частиц, которое могло бы наступить при преждевременном открывании двери и притоке свежего воздуха в камеру. Магистраль вентиляции перекрывается заслонками не только при вакуумировании камеры (для ослабления действия взрыва больших зарядов ВВ), но и при взрывах малых зарядов ВВ без вакуумирования. Рабочий стол обеспечивает расположение экспериментальной сборки с зарядом ВВ в центре взрывной камеры. Обычно сборку монтируют на легко разрушаемом основании, например, деревянной доске, над большим отверстием в стальной плите столешнице. Это служит более равномерному нагружению стенок взрывной камеры.

Взрывные камеры периодически подвергают испытаниям на прочность, взрывая тестовые заряды с тротиловым эквивалентом, троекратно превышающим те массы зарядов, на которые рассчитана камера при штатном режиме функционирования.

Наиболее важным (в отношении безопасности проведения систематических взрывных экспериментов) дополнением взрывной камеры являются элементы системы электрического взрывания: пульт управления взрыванием, электровзрывная цепь, ввод этой цепи в камеру, к которому присоединяются провода электродетонаторов, и устройства дверной блокировки. Последние представляют собой систему электрических включателей (и выключателей), которые обеспечивают: 1) возможность прохождения электрического импульса для приведения в действие (инициирование) электродетонатора или электровоспламенителя только при закрытой двери между опасной зоной, где расположена взрывная камера, и помещением с пунктом управления взрыванием; 2) предотвращение попадания несанкционированного электрического импульса на электродетонатор (электровоспламенитель) при открытой двери, а также при нарушениях в герметизации и вакуумировании камеры.

В зависимости от направлений исследований, которые проводятся в лаборатории, вокруг камеры и внутри камеры располагаются различные элементы систем измерения и регистрации процессов.

Камеры для подводных взрывов используют главным образом при испытаниях функционирования элементов конструкций и устройств (или их моделей) в условиях, близких к штатным при эксплуатации разрабатываемых новых изделий. Но такие камеры достаточно часто применяются так же, как специальные устройства однократного взрывного нагружения исследуемых объектов (в частности, материалов и веществ) длинными ударными волнами с амплитудой давления на фронте порядка 0,1...1,0 ГПа, которые бывает очень трудно получить путем взрывания сравнительно малогабаритных зарядов во взрывных камерах нормального воздушного давления.

Сложность создания подводных камер для многократных подводных взрывов обусловлена тем, что удельный импульс давления при одинаковом удалении контрольных точек от центров взрывов в воде получается приблизительно в тысячу раз большим, чем в воздухе. Это является причиной того, что при одинаковых габаритах нормальные «воздушные» камеры, заполняемые водой, допускали бы взрывание существенно меньших зарядов. Степень различия сильно зависит от конструктивных особенностей камер, в частности, от наличия и размеров иллюминаторов или окон для оптической регистрации процессов, а также от числа взрывов, на которое рассчитана взрывная камера.

Среди камер для подводных взрывов различают нормальные и глубинные. Чаще работают с нормальными камерами.

Нормальные камеры представляют собой бассейны, аквариумы или просто прочные стальные баки с круглыми окнами. Если объем таких камер составляет около 1 м<sup>3</sup>, то их можно устанавливать в помещении лаборатории аналогично взрывным камерам нормального давления.

Слои воды, окружающие центрально-расположенный заряд, сами по себе являются хорошим локализатором (ослабителем) разрушающего действия взрыва, особенно действия осколков. Поэтому взрывы зарядов ВВ массой до 10 г допустимо проводить в помещениях, площадь которых является опасной зоной при взрывных работах, используя одноразовые, разрушаемые емкости для воды. При необходимости прозрачности стенок их делают из оргстекла (плексигласа), или ПММА. Объективы приборов оптической регистрации процессов и источники яркого света, необходимые при такой регистрации, загораживаются от струи разлетающейся воды и осколков оргстекла прозрачными экранами (из стекла или оргстекла).

Камеры объемом около 10 м<sup>3</sup> располагают уже на открытых площадках в непосредственной близости от отверстия в стене лабораторного здания (либо блиндажа), через которое осуществляется оптическая регистрация процесса, происходящего внутри бака (рис. 7.2). Расположение камер на открытых площадках в значительной мере обусловлено необходимостью создания удобных условий для периодиче-

Рис. 7.2. Нормальная камера для подводных взрывов в лабораторных условиях: 1 — листовая стальная оболочка; 2 — силовой набор; 3 — окно подсветки объекта исследования; 4 — направление подсветки при съемке в проходящем свете; 5 — поверхность воды; 6 — окно для оптической регистрации объекта исследования; 7 — площадка; 8 — стена лаборатории с амбразурой для камеры фоторегистрации объекта исследования



ского слива и повторной заливки большого объема воды. Эти достаточно продолжительные процедуры вызваны быстрым загрязнением воды продуктами взрыва, что снижает качество оптических регистраций. Загрязнение воды происходит сильнее всего при взрывании зарядов из ВВ со значительным отрицательным кислородным балансом, который приводит к высокому содержанию в продуктах детонации сажи (или сажеподобных веществ).

# § 8. Баллистические камеры

Современные стенды, используемые в целях проведения экспериментов в области техники взрыва и удара, в частности, при исследовании процессов, имеющих в значительной мере газодинамическую природу, происходят от артиллерийских полигонов. Обычно схема таких открытых полигонов включала в себя три основных элемента: «метательную» или «стреляющую» установку, трассу с регистрирующей аппаратурой и систему устройств, которая служила улавливанию снарядов (вал, отбойная стенка...), либо испытаниям снаряда при взаимодействии его с различными преградами, а также исследованию процесса взаимодействия снаряда и преграды. Однако трудности, связанные с проведением исследовательских работ в различных погодных условиях, появление новых и усложнение ранее появившихся задач сделали необходимыми усовершенствование и эволюцию элементов этой схемы и всей системы в целом. Развитие техники привело к тому, что появились два типа экспериментальных комплексов.

Экспериментальные комплексы первого типа служат измерению траекторных параметров летящих моделей, по которым устанавливают аэродинамические характеристики этих моделей. Полученные аэродинамические характеристики используются в дальнейшем при расчетах траекторий, например, снарядов или головных частей ракет, при разработке органов аэродинамического управления, в частности, корректируемых снарядов. На этих комплексах также исследуются такие процессы, условно называемые стационарно протекающими, как световая радиация и ионизация газа в ударных волнах очень большой интенсивности, перенос теплоты при обтекании тел. Именно такой тип комплексов в хрестоматийной литературе стал называться баллистическими стендами. Появлению этих стендов предшествовало создание и широкое использование закрытых баллистических трасс, которые представляли собой большие специальные здания, внутри которых пролегала трасса (длиной до 100...300 м) и располагалась необходимая измерительная и регистрирующая аппаратура.

Основным признаком такого экспериментального комплекса является наличие рабочей секции в виде барокамеры и вакуумируемой емкости, расположенных между стволом метающего устройства (пушки) и этой барокамерой. Назначение этой вакуумируемой емкости, называемой часто глушителем, — ослабление звука выстрела и отсечка газа, толкавшего модель в стволе, и различного вида поддонов и обкладок, с помощью которых достигается лучшая ориентация модели при полете ее в рабочей секции. Необходимые траекторные измерения проводятся при пролете модели через барокамеру, давление и состав газа в которой может изменяться от опыта к опыту в нужных пределах. При разреженной атмосфере для получения существенных изменений в траектории, благодаря которым и выявляются аэродинамические характеристики модели, требуются большие длины барокамер (от нескольких десятков до нескольких сотен метров).

В конце барокамеры устанавливается бункер для улавливания моделей в тормозящей среде (поролон, а иногда даже жидкая пена). Бункер обязательно заканчивается броневой плитой.

Второй тип экспериментальных установок иного (часто более универсального) назначения, имеющих очень много вариантов исполнения, не получивших подробного отражения в литературе, широко используется при обработке элементов техники взрыва и удара, в частности, элементов ракетного и артиллерийского вооружения. Установки или комплексы этого типа могут быть использованы и при соответствующей модификации для исследования нестационарно протекающих процессов, имеющих газодинамическую природу. Они часто (и даже, как правило) не содержат вакуумируемую емкость и барокамеру. Последние элементы заменены комплектами устройств, которые либо частично выполняют их функции, либо выполняют дополнительные функции. Этот тип экспериментальных комплексов часто называют баллистическими стендами, или баллистическими камерами, или закрытыми баллистическими трассами для исследования нестационарных процессов.

Баллистические камеры достаточно разнообразны по исполнению, но в наиболее общем виде их схема содержит четыре участка, или четыре секции (рис. 8.1). Все эти секции установки могут быть размещены в отдельном бронированном помещении, либо для дополнительного снижения опасности их функционирования помещены в прочную (обычно стальную) трубу, либо стальную оболочку более сложной формы. Например, оболочка сложной формы может образовывать две камеры, охватывающие секцию внутренней и промежуточной баллистики и секцию конечной баллистики, которые соединены трубой. Такие сооружения можно рассматривать как своеобразные взрывные камеры, которые должны также иметь дверные проемы (и двери) для персонала, осуществляющего подготовку секций к эксперименту, систему вентиляции и систему вакуумирования (при необходимости).

Участок внутренней баллистики должен обеспечивать возможность удобной и безопасной работы с уже испытанными баллистическими установками, которые функционируют в штатных режимах, а также с установками, функционирующими в еще не исследованных, новых режимах. В корпусе этого участка баллистической камеры имеются электрические вводы (аналогичные тем, что показаны на схеме взрыв-



Рис. 8.1. Схема одного из вариантов исполнения баллистической камеры для исследования нестационарных процессов и схема эксперимента с оптической регистрацией взаимодействия ударника с преградой: У внутр. Б участок внутренней баллистики; УПБ — участок промежуточной баллистики; У Внешн. Б — участок внешней баллистики; УКБ — участок конечной баллистики; 1 — баллистическое устройство; 2 — отсекатель газообразных продуктов; 3 — отсекатель поддонов и других ведущих устройств; 4 — антирикошетный экран; 5 — устройство для измерения скорости метания ударника (снаряда); 6 — преграда; 7 — антирикошетный экран; 8 — броневая плита или отбойник; 9 — контейнер с улавливающей или модельной средой

ной камеры) для подачи электрического импульса, приводящего в действие метательное устройство, и для передачи информации с датчиков, установленных в этом устройстве, на регистрирующую аппаратуру.

Между участком внутренней баллистики и областью пространства, в котором движение разогнанного ударника или снаряда определяется чаще всего только силами, действующими со стороны атмосферы, и которая называется участком внешней баллистики, находятся устройства, обеспечивающие отсекание от снаряда газообразных продуктов, толкавших метаемое тело в стволе, отделение поддонов, а иногда и ведущих секторов, предотвращение попадания различных рикошетных осколков, обломков в пространство, предназначенное для измерения скорости ударника. Поддоном называется вспомогательное устройство, используемое при метании ударника, которое воспринимает давление от газов внутри ствола и прикладывает толкающее усилие к ударнику с миделевым сечением меньшим, чем у поддона. Отделение поддона часто производят путем торможения его о преграду с отверстием, через которое ударник проходит беспрепятственно. Ведущий сектор в отличие от поддона прикладывает к метаемому снаряду тянущее усилие. Ускорение снаряда осуществляется тремя или четырьмя секторами, которые до отделения от снаряда соприкасаются друг с другом по трем-четырем плоскостям. Эти плоскости соприкосновения пересекаются по прямой, совпадающей с осью снаряда. Отделение снаряда, или ударника (особенно от поддонов) сопровождается образованием мелких осколков, «брызг» металла или других материалов, которые могут

повредить устройства измерения скорости метания ударника или даже исказить результаты измерения. Эти осколки могут также исказить картину взаимодействия ударника с преградой, которая располагается на участке конечной баллистики, или повредить окна на участке конечно баллистики. Для предотвращения последствий этих побочных эффектов, появляющихся на стадии перехода ударника в участок внешней баллистики, ставят антирикошетные экраны различных конструкций.

Устройства для измерения скорости метания ударника в зависимости от принципа действия и конструкции датчиков, с помощью которых регистрируется время прохождения контролируемым телом измерительной базы, располагают либо на участке промежуточной баллистики, либо на входной части участка внешней баллистики. Но в некоторых экспериментах скорость ударника измеряют в непосредственной окрестности преграды, с которой ударник взаимодействует.

Окна в оболочке корпуса стенда на участке внешней баллистики необходимы в экспериментах, составной частью которых является фоторегистрация состояния ударника или снаряда после выхода его из баллистического ствола. По этим фоторегистрациям, например, устанавливается: не претерпел ли удлиненный ударник в результате разгона его в стволе при каком-либо новом режиме выделения энергии в метательном заряде недопустимо больших деформация, которые приводят к недопустимому искажению внешнебаллистической траектории движения в атмосфере. С помощью фоторегистрации через окна на участке внешней баллистики можно также контролировать особенности процесса отделения ведущих секторов.

Участок конечной баллистики обязательно и не зависимо от целей эксперимента содержит устройства, которые «с запасом» предотвращают возможность пробития ударником или снарядом оболочки стенда. В простейшем случае таким устройством является контейнер, заполненный песком, с донной частью из толстой бронеплиты. Оболочки стендов на участке конечной баллистики часто содержат (аналогично взрывным камерам) электрические вводы с высокочастотными разъемами, которые служат для соединения различного рода датчиков на экспериментальной сборке с преградой с остальными элементами системы регистрации, а также окна, или иллюминаторы для оптической регистрации взаимодействия ударника с преградой.

На рис. 8.1 на участке конечной баллистики показана схема сборки, позволяющей оптически зарегистрировать с помощью специальных камер высокоскоростной съемки процесс взаимодействия ударника с преградой. Необходимым дополнением экспериментальной сборки в этом случае является отбойник из броневого листа и антирикошетный экран, исключающий возможность попадания высокоскоростных осколков, образующихся при ударе снарядов по преграде и ее пробитии, в окна с бронестеклами.

Заметим, что наличие такого антирикошетного экрана делает необходимым для оптической регистрации удара снаряда о преграду применение четырех зеркальных плоскостей (специальных зеркал с наружным зеркальным покрытием).

## § 9. Простейшая система безопасности при проведении взрывных работ с использованием взрывных и баллистических камер

Проведение экспериментов по исследованию газодинамических или просто быстропротекающих процессов с использованием энергии взрывчатых веществ и порохов относится к разряду взрывных работ или работ с взрывчатыми материалами. Все виды этих работ должны проводиться в соответствии с «едиными правилами безопасности», изложенными в «нормативных документах по безопасности надзорной и разрешительной деятельности в области взрывных работ и изготовления взрывчатых материалов» [8]. Мы ограничимся изложением основных представлений и понятий, которыми необходимо руководствоваться при разработке и реализации систем безопасности при проведении взрывных работ с использованием взрывных и баллистических камер. Эти представления и понятия обязательно надо принимать во внимание при разработке экспериментов, проводимых на указанных комплексах. Изложенные представления и схемы реализации систем безопасности удовлетворяют единым требованиям к безопасности при взрывных работах [8], но еще и учитывают специфику экспериментальных работ в области техники и физики взрыва и удара.

Один из главных элементов специфики таких работ связан с использованием в экспериментах достаточно сложных измерительных систем. Высокая надежность и помехозащищенность измерительных систем, образующих с системами взрывания зарядов взрывчатых веществ и порохов единый комплекс, является необходимым условием для благоприятных условий работы экспериментатора и, тем самым, для предотвращения опасных отрицательных проявлений человеческого фактора, являющихся основной причиной несчастных случаев при проведении взрывных работ. Достаточно сильное влияние человеческого фактора обнаруживается при экспериментальных работах, связанных с использованием взрывчатых материалов в научных целях.

Важными элементами системы взрывания зарядов взрывчатых веществ и порохов, влияющими на надежность и помехозащищенность измерительных систем, являются средства инициирования взрывных процессов: капсюли–детонаторы и капсюли-воспламенители, которые проще называют просто детонаторами и воспламенителями.

При взрывных работах, проводимых с научно-исследовательскими целями, для возбуждения детонации в зарядах взрывчатых веществ применяют только мостиковые электродетонаторы, а для возбуждения горения порохов — электровоспламенители. Искровые электродетонаторы из-за высокой опасности срабатывания от электростатического электричества в этих работах не применяют.

В обычных электродетонаторах металлический высокоомный элемент электрического мостика располагается на поверхности части заряда детонатора, которая образована инициирующим взрывчатым веществом (или составом). Нагрев металла под действием электрического тока вызывает поджигание инициирующего взрывчатого вещества (ИВВ) детонатора и сразу вслед за ним взрывную реакцию, способную перерастать в детонацию.

В электровоспламенителях применяют такие инициирующие составы, которые отвечают на интенсивный нагрев со стороны электрического мостика взрывной реакцией, не перерастающей в детонацию. Для срабатывания электродетонаторов и электровоспламенителей достаточно пропустить импульс тока амплитудой около нескольких десятых долей ампера и длительностью около ста миллисекунд. Токи в десятки миллиампер даже при практически неограниченной длительности не вызывают срабатывание устройства инициирования. Токи в 50 миллиампер используются для безвзрывной проверки исправности электрических цепей с подсоединенными электродетонаторами (или электровоспламенителями) перед тем, как произвести взрывание зарядов. С увеличением силы тока через мостик, вызывающего повышение напряжения, прикладываемого к электродам электродетонатора, происходит сокращение времени срабатывания электродетонатора (и электровоспламенителя). Так, для БЭДов при напряжении 10 В задержка срабатывания составляет около 500 мкс, при напряжении в 200 В это время немного меньше 1 мкс, а при 400 В — приблизительно 0,2 мкс,

В электродетонаторах повышенной безопасности, называемых высоковольтными и обозначаемых как ЭДВ, инициирующие вещества, способные взрываться в режиме детонации от соприкосновения с раскаленным металлом электрического мостика, отсутствуют. В высоковольтных электродетонаторах металлическая проволочка мостика соприкасается с зарядом из ТЭНа.

Если к мостику такого электродетонатора внезапно приложить напряжение в 15 кВ (и выше) от электрического конденсатора емкостью 0,47 мкф, то происходит электрический взрыв проволочки такой интенсивности, что в заряде ТЭНа возбуждается детонация. Импульсы с напряжением 10 кВ и менее уже не способны привести к возбуждению детонации в ЭДВ.

При замкнутых концах электродов, ведущих к электрическому мостику, состояние электродетонаторов является наиболее электровзрывобезопасным (опасность представляют при этом только мощные грозовые разряды).

Электрическая схема системы инициирования взрывных процессов, к которой присоединяются такие электродетонаторы, должны удовлетворять основному условию достижения безопасности на стадии подго-

товки экспериментальной сборки и эксперимента в целом к взрыванию или выстрелу — своевременности подачи штатного инициирующего электрического импульса только после окончания подготовки к выдаче инициирующего электрического импульса.

Своевременность означает то, что электрический импульс не должен подаваться на средства электрического инициирования взрывных процессов (электродетонаторы или электровоспламенители): во время присоединения средства инициирования к электровзрывной цепи и к инициируемому заряду взрывчатого материала; при открытых дверях или люках взрывных и баллистических камер; при открытых бронезаслонках, которые закрывают воздушные и вакуумные затворы систем вентиляции и вакуумирования от действия ударной волны; при недостаточно низком давлении в вакуумируемых камерах и стендах.

На рис. 9.1 показан один из вариантов электрической схемы системы инициирования взрывных процессов, который позволяет обеспечить подобную своевременность.

Взрывник и элементы этой системы функционируют следующим образом. При открытой двери, когда контакты 1 и 2 присоединения проводов электродетонатора ЭД с помощью коммутационного устройства, приводимого в действие от двери и поэтому называемого дверной блокировкой, оказываются закороченными и заземленными, взрывник осуществляет размыкание концов проводов электродетонатора и присоединяет их к контактам 1 и 2. Перед этим проверяется отсутствие напряжения на этих контактах. После того как взрывник вставит средство инициирования взрывного процесса (электродетонатор или элек-



Рис. 9.1. Возможный вариант электрической схемы устройства инициирования взрывного процесса с блокировкой несвоевременного срабатывания электродетонатора: ПТ — понижающий трансформатор; ЗС — звуковая сигнализация; СС — световая сигнализация; ЗВент — контакт коммутационного устройства, замыкаемый при закрытии затвора воздушной вентиляции; ЗВак — контакт коммутационного устройства, замыкаемый при закрытии затвора защиты системы вакуумирования; ДВак — контакт коммутационного устройства, замыкаемый через датчик вакуумирования; К — коммутационного устройство, замыкаемое поворотом ключа; КП кнопка подрыва (электродетонатора и заряда ВВ); Дверь — коммутационное устройство, замыкаемое при закрытии двери; ЭД — электродетонатор; 1 и 2 — разборные соединения проводов электродетонатора и ввода электровзрывной цепи

тровоспламенитель) в соответствующее гнездо в экспериментальной сборке, покинет взрывную камеру и закроет за собой дверь, прекращается электрическое закорачивание и заземление контактов 1 и 2. Одновременно с этим осуществляется присоединение этих контактов к электровзрывной цепи устройства инициирования (за счет срабатывания замыкаемых контактов коммутационно дверного устройства). При надлежащем состоянии затворов защиты системы воздушной вентиляции, затворов вакуумирования и датчиков вакуумирования по достижении нужной степени вакуумирования камеры замыкаются контакты коммутационных устройств, обозначенными на рисунке ЗВент, ЗВак, ДВак. Взрывник, убедившись с помощью соответствующих сигнализаторов (ни рисунке они не показаны) в срабатывании включателей ЗВент, ЗВак, ДВак, поворотом ключа, имеющегося в распоряжении только у него, замыкает контакт, обозначенный «К». После этого для подачи напряжения для подрыва электродетонатора достаточно нажать только кнопку подрыва, которая вызывает замыкание контакта КП. О таком состоянии системы оповещаются остальные участники эксперимента с помощью звуковой и световой сигнализации. После последней проверки готовности приборов измерительных и регистрирующих систем и оповещения персонала лаборатории (либо взрывной площадки) с использованием специальной системы звуковых сигналов взрывник вызывает срабатывание электродетонатора нажатием кнопки КП.

Если устройство инициирования взрывного процесса является составной частью некоторой системы управления экспериментом и должно выдавать электрический импульс на срабатывание электродетонатора не по команде от касания рукой кнопки КП как на рис.9.1, а по команде, подаваемой специально формируемым электрическим импульсом, то обычно используют схемы похожие на ту, что показана на рис.9.2.

При этом в качестве источника напряжения для срабатывания электрического мостика обычно используют конденсатор, заряжаемый,



Рис. 9.2. Возможный вариант электрической схемы устройства инициирования взрывного процесса по команде, подаваемой электрическим импульсом на гнездо XS, с блокировкой несвоевременного срабатывания электродетонатора:  $R_c$  — зарядный резистор; D — диод; C — накопительный конденсатор; VD — управляемый диод; ИТ — импульсный трансформатор; XS — гнездо разъема

в частности, от повышающего трансформатора через диод и зарядный резистор. Подсоединение конденсатора к электродетонатору производится через управляемый диод (либо тиристор), который открывается электрическим импульсом, передаваемым через импульсный трансформатор от гнезда разъема XS командного управляющего импульса. Срабатывание схемы от командного управляющего импульса, подаваемого на разъем XS, санкционируется поворотом ключа К взрывником, после того, как все ранее разомкнутые контакты коммутаторов системы блокировки: ЗВент, ЗВак, ДВак сработают на замыкание.

Для повышения помехозащищенности функционировании всех элементов сложной системы регистрации измеряемых физических величин однократно и быстро протекающего (часто за единицы или даже доли микросекунды) процесса достаточно часто прибегают к усложнению схемы по сравнению с той, что показана на рис. 9.2. Причиной этому является то, что после того, как произойдет детонация заряда ВВ в детонаторе, при наличии «остаточного» напряжения от источника тока между разрушенными и оголенными концами проводов, погруженными в плазму, образованную разлетающимися продуктами детонации, неопределенно долгое время происходит нестабильный электрически разряд. Этот разряд создает нестабильное электромагнитное излучение, которое может вызвать преждевременное начало функционирование какого-либо элемента регистрирующей системы. Такой несанкционированно появляющийся сигнал, нарушающий штатное функционирование сложной системы однократной и кратковременной регистрации физической величины, также являющейся кратковременной и появляющейся однократно, называется помехой. Чтобы устранить возможность появления помехи в течение промежуточного времени, отделяющего момент начала штатной регистрации измеряемой физической величины от «момента» детонации ВВ в электродетонаторе, схему, показанную на рис. 9.2, дополняет электронной системой, которая в нужный момент времени закорачивает точки 3 и 4 и тем самым обесточивает плазменный промежуток между разрушенными и оборванными концами электровзрывной цепи. Параметры этой дополнительной электронной системы настраивают так, чтобы это закорачивание точек 3 и 4 происходило с ничтожной для быстропротекающих процессов задержкой после того, как импульс тока через электрический мостик вызовет его разогрев, достаточный для поджигания инициирующего состава (или ИВВ) в электродетонаторе.

Наличие такого «закорачивающего» элемента схемы при надлежащей его работе существенно повышает надежность работы системы регистрации и измерения, уменьшая вероятность нештатного функционирования всей системы эксперимента, на подготовку которого часто затрачивается очень много сил, не говоря уже о материальных затратах. Нештатные срабатывания систем измерения при проведении эксперимента часто создают предпосылки для отрицательного проявления человеческого фактора в системе безопасности проведения эксперимента в области техники взрыва и удара.

#### Список литературы к главе 2

- Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / Под ред. Н.А. Златина и Г.И. Мишина. — М.: Наука, 1974.
- Безопасность при взрывных работах: Сб. документов. Серия 13. Вып. 1. Кол. авт. — 2-е изд., испр. и доп. — М.: ЗАО «Научно-технический центр исследований промышленной безопасности», 2010.
- 3. *Даниленко В.В.* Взрыв: физика, техника, технология. М.: Энегроатомиздат, 2010.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. 3-е исправленное. М: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
- 5. Могилев В.А., Новиков С.А., Файков Ю.И. Техника взрывного эксперимента для исследования механической стойкости конструкций. — Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007.
- 6. Озерецковский О.И. Действие взрыва на подводные объекты / Под ред. Е.С. Шахиджанова. — М.: ФГУП «ЦНИИХМ», 2007.
- 7. *Трунин Р.Ф.* Исследования экстремальных состояний конденсированных веществ методом ударных волн. Уравнение Гюгонио. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2006.
- Ударные трубы. Сборник статей / Под ред. Х.А. Рахматулина и С.С. Семенова. — М.: ИЛ, 1962 г.

# Глава З

# УСТРОЙСТВА ВЗРЫВНОГО И УДАРНОГО НАГРУЖЕНИЯ ДЛЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

# § 10. Понятие начального импульса при газодинамических экспериментах

Газодинамический эксперимент в области техники взрыва и удара в общих чертах можно представить как регистрацию той или иной формы ответной реакции объекта исследования на внешнее воздействие, которое оказывает на него так называемое устройство нагружения. Это устройство должно создавать на заданной части поверхности объекта исследования давление *p*, меняющееся во времени определенным образом p(t). График зависимости p(t) будем называть временным профилем давления или проще — профилем давления. Профиль давления p(t), возникающего и предположительно регистрируемого на поверхности объекта, определяется нагружающей способностью устройства нагружения, газодинамическими, упругопластическими, а также вязкопластическими свойствами нагружаемого тела и способностью тела претерпевать какие-либо фазовые переходы, в частности, химические взрывные превращения. Достаточно часто вещества и тела, обладающие практически одинаковыми упругопластическими и газодинамическими свойствами, но различной способностью к фазовым переходам и различной интенсивностью их проявления (например, мощностью возникающих взрывных процессов), при одних и тех же параметрах конструкции и функционирования устройства нагружения проявляют существенно различные профили давления на поверхности нагружения. Это вызывает необходимость выяснения причин таких различий, управления ими и использования их на практике. Так, при воздействии «одним и тем же» нагружающим устройством на высокоплотные взрывчатые вещества влияние некоторых очень малых добавок, практически не изменяющих сжимаемости исследуемого заряда, приводит к появлению многообразия ответных профилей давления, связанному с изменениями химической активности вещества при сохранении его сжимаемости. Это обстоятельство является одной из причин того, что внешнее воздействие или нагружающую способность внешнего устройства удобно характеризовать так называемым начальным импульсом.

Начальный импульс (НИ) — это профиль давления на поверхности нагружения, который наблюдался бы, если бы не успевали проявиться химические свойства вещества, а проявлялась бы только его сжимаемость. Использование этого понятия позволяет, в частности, более явно выделить степень влияния на параметры регистрируемых временных профилей давления не только сжимаемости вещества, но и химических или химико-физических свойств вещества, что необходимо, например, для практических задач изменения чувствительности зарядов взрывчатых веществ.

Мы будем использовать такой же подход к определению характеристик внешнего воздействия не только в случае исследования BB, но и для более «простых» сред, либо не претерпевающих фазовых превращений, либо претерпевающих их, но без химических реакций. Поэтому основное функциональное свойство нагружающего устройства — его нагружающую способность — будем характеризовать возможными параметрами тех НИ (или профилей давления НИ), которые это устройство может генерировать на поверхности исследуемого объекта.

Многообразие параметров, которые характеризуют особенности различных временных профилей давления НИ, встречающихся в практике использования и исследования взрывных и ударных процессов, можно изобразить с помощью одного рисунка, на котором показан условный, упрощенный и «обобщенный» НИ. Условность изображения на рис. 10.1 участков профиля давления состоит в том, что точки 0, 1, 2, 3, 4, 5 соединены отрезками прямых, а не искривленных линий, имеющих форму, похожую на участки графиков экспоненциальных или синусоидальных зависимостей, обращенных выпуклостью вверх или вниз. Изменяя значения параметров «обобщенного» НИ ( $p_m, t_m, t_H$ ,  $t_p, p_{oct}, t_{p^*}, p^*_{oct}, t^*_{oct}$ ), можно получить различные типы профилей давления, достаточно близких по форме к тем, что характерны для воздействий на элементы конструкций в процессе функционирования или испытания устройств техники взрыва и удара (рис. 10.2).

Реально любое нагружение объекта, создаваемое в процессе эксперимента, в буквальном смысле является динамическим (изменяющимся во времени), а статическое нагружение может быть представлено лишь



Рис. 10.1. Упрощенное изображение «обобщенного» начального импульса



Рис. 10.2. Формы и ориентировочные значения параметров начальных импульсов, характерных для различных способов или устройств их генерации: *а* копровые устройства и устройства нагружения с низкоскоростным метанием ударников; *б* — пороховые генераторы давления, баллистические устройства; *в* — нагружение на прессах; *г* — нагружение взрывными или детонационными волнами; *д* — нагружение высокоскоростными уплощенными ударниками;  $\tau_m$  — характеристическое время в экспоненциальной зависимости

теоретически как воздействие с бесконечно медленным изменением давления НИ. На практике нагружение в зависимости от временных характеристик профиля давления разделяют на квазистатическое (близкое к статическому) и собственно динамическое, которое часто

для краткости называют просто динамическим.

О квазистатическом характере нагружения говорят, если время нарастания  $t_{\rm H}$  давления до максимального значения  $p_m$  много больше времени пробега звуковой волной расстояния, равного характерному размеру нагружаемого объекта. Квазистатическое нагружение осуществляют обычно с помощью следующих устройств: копровых установок с падающими ударниками; установок, метающих ударники массой  $10^{-3}...10^1$  кг со скоростью от единиц до десятков метров в секунду; пороховых генераторов давления и даже различных прессов (хотя использование последних часто ассоциируется со статическим характером нагружения).

Некоторые типичные временные профили давления, создаваемые с помощью этих устройств, показаны на рис. 10.2. На рис. 10.2, *а* показан НИ синусоидальной формы, характерный для простейших копро-

вых установок нагружения. На рис. 10.2, *б* показана форма квазистатического НИ, характерная для воздействий на материалы в артиллерийских системах, использующих энергию сгорания порохов. Такие формы также можно воспроизводить, используя некоторые модификации копровых устройств нагружения. Квазистатический импульс с «полкой» давления (рис. 10.2, *в*) характерен для воздействий, создаваемых с помощью прессов.

О собственно динамическом, или просто динамическом нагружении говорят, если время нарастания  $t_{\rm H}$  давления до максимального значения  $p_m$  меньше времени пробега звуковой волной по объекту в направлении, совпадающем с тем, в котором действует нагрузка. При этом среда сжимается явно выраженным волновым образом.

Волна, распространяющаяся по нагружаемой среде, может иметь передний фронт: а) со стационарной формой временного профиля, при которой изменение давления можно принять скачкообразным, или ударным; б) с нестационарной формой, при которой давление нарастает относительно плавно и волна называется не ударной, а волной сжатия; в) с нестационарной формой, при которой давление нарастает немонотонным и часто многоступенчатым образом, что характерно как при превышении определенной степени сжатия материалов, подверженных переходу из упругого в пластическое состояние, так и при различного рода фазовых переходах.

При экспериментальных работах в области физики и техники взрыва и удара независимо от формы переднего фронта распространяющейся волны устройства, генерирующие динамические НИ, обычно называют устройствами ударно-волнового нагружения, или ударно-волновыми генераторами. Эти генераторы разделяют на устройства взрывного контактного нагружения, использующие энергию детонационного превращения зарядов ВВ, и на устройства высокоскоростного удара твердыми телами — ударниками (чаще металлическими), которые разгоняются различными способами, в том числе и взрывными.

На рис. 10.2, *г* и рис. 10.2, *д* показаны два достаточно часто используемых в газодинамических исследованиях динамических НИ с передними ударными фронтами. Один из них, имеющий форму, которая условно называется «треугольной», наиболее характерен для воздействий, которым на практике подвергаются материалы при контактном взрыве зарядов бризантных ВВ. Другой НИ, для формы которого характерно наличие «полочки» давления длительностью  $t_m$ , может появляться на практике, например, при воздействиях уплощенными высокоскоростными ударниками.

По причинам, связанным с особенностями эволюции течения среды по мере распространения в ней фронта волны динамического сжатия и влияния этих особенностей на точность измерений, проводимых в ходе эксперимента, предпочтительными являются устройства ударноволнового нагружения, при которых изменения давления по требуемому закону p(t) происходят синхронно во всех точках плоскости нагружения на поверхности исследуемого образца. Это условие, необходимое для проведения измерений высокой точности, сравнительно просто достигается при устройствах взрывного контактного нагружения, позволяющих развивать давление  $p_m$  ориентировочно до 100 ГПа. При нагружении высокоскоростным ударом удается выполнять это условие, если требуется достичь давлений, несколько больших, чем 100 ГПа. При необходимости достижения давлений существенно выше 100 ГПа с использованием «обычных» источников энергии (химических или электрических) обычно жертвуют достижением возможности плоскопараллельного соударения уплощенной головной части ударника с нагружаемым объектом. Условия плоскосимметричного нагружения объектов исследования металлическими пластинами с достижением давлений  $p_m$  до 10<sup>4</sup> ГПа были реализованы в экспериментах, в которых использовалась энергия термоядерных зарядов при подземных взрывах.

При разработках экспериментов, связанных с выбором из имеющихся устройств или с созданием новых устройств с необходимыми характеристиками НИ и диапазонами их варьирования, руководствуются различными соображениями и информацией. При этом существенное значение имеет знание того, какими факторами и в какой степени можно влиять на характеристики НИ при том или ином способе его генерации.

### § 11. Характеристики нагружения среды взрывом и ударом

11.1. Особенности нагружения конденсированных сред взрывом. Под нагружением конденсированных сред взрывом мы будем понимать начальную стадию воздействия на плоскую поверхность образца среды или детали либо непосредственно продуктов детонации заряда взрывчатого вещества (ВВ), либо вещества экрана, «передающего» давление от продуктов детонации к исследуемой среде. До детонации заряда ВВ экран располагается на поверхности нагружаемого образца так, чтобы отсутствовали какие-либо зазоры.

Для того чтобы получить простые соотношения для оценки параметров НИ, мы будем использовать модель детонации Чепмена–Жуге, в которой полагается, что на фронте детонационной волны, движущемся со скоростью  $D_{\rm ЧЖ}$  по покоящемуся заряду ВВ с начальной плотностью  $\rho_0$ , происходит скачкообразное изменение давления от начального значения  $p_0$ , обычно считающегося нулевым, до значения

$$p_{\rm YW} = \rho_0 D_{\rm YW}^2 / (n+1).$$

При этом образовавшиеся из ВВ продукты реакции имеют на фронте детонационной волны плотность, массовую скорость и скорость звука, равные

$$\rho_{\mathrm{Y}\mathrm{W}} = \rho_0 \, (n+1)/n,$$

$$U_{\rm YW} = D_{\rm YW}/(n+1),$$
  
 $c_{\rm YW} = D_{\rm YW}^2 \cdot n/(n+1),$ 

где *n* — показатель изоэнтропы продуктов детонации.

Для зарядов BB, плотность которых  $\rho_0$  составляет 90...95% от теоретически максимально возможной (TMD), обычно полагают, что значение  $n \approx 3$ . Можно учесть то обстоятельство, что n, равно как и  $D_{\rm ЧЖ}$ , зависит от начальной плотности  $\rho_0$ , например, простейшим образом:

$$D_{\mathrm{YK}} = D_0 + D_\rho \cdot \rho_0,$$
$$n = n_0 + \dot{n}_\rho \cdot \rho_0.$$

Так, при изменении начальной плотности зарядов гексогена или смеси гексогена с низкоплотным порошкообразным разбавителем-мипорой (с массовым содержанием около 10%), в диапазоне 0,25...1,6 г/см<sup>3</sup> значения коэффициентов  $D_0$  и  $n_0$  равны 2500 м/с и 1,33 соответственно, а  $\dot{D}_{\rho}$  и  $\dot{n}_{\rho}$  равны приблизительно 3 м<sup>4</sup>/с·кг и  $1 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/кг соответственно.

Будем считать фронт детонационной волны плоским и набегающим на плоскостную поверхность заряда BB, обращенную к нагружаемой среде, под углом  $\varphi$ , не изменяющимся в процессе распространения детонации (рис. 11.1).

Заряд ВВ будем рассматривать как слой высотой H с одной свободной поверхностью, с которой продукты детонации разлетаются в воздух или пустоту со скоростью W. Действие боковых волн разрежения, распространяющихся с остальных свободных поверхностей заряда BB, в наших простейших оценках не рассматривается. Для того чтобы получить представления о влиянии угла подхода детонационного фронта к нагружаемой поверхности, рассмотрим сначала три схемы нагружения, которым дадим названия: 1 — падающая детонационная волна (ПДВ) при  $\varphi = 0^\circ$ ; 2 — скользящая детонационная волна (СДВ) при  $\varphi = 90^\circ$ ; 3 — уходящая детонационная волна (УДВ) при  $\varphi = 180^\circ$ .



Рис. 11.1. Общая схема нагружения среды взрывом: a — контактное нагружение без экрана; б — контактное нагружение через экран; ПД — продукты детонации; ВВ — взрывчатое вещество; НС — нагружаемая среда; Э — экран

5 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

Заметим, что в случае схемы нагружения СДВ мы будем вынуждены в дальнейшем ввести существенные оговорки (уточнения) относительно введенных нами представлений о форме фронта детонационной волны.

**11.1.1.** Нагружение падающей детонационной волной. Под схемой нагружения «падающей детонационной волной» (ПДВ) подразумевают взаимное расположение нагружаемой среды, активного заряда ВВ и ориентацию фронта детонационной волны, считающегося плоским (рис. 11.2). При этом плоскость приложения начального импульса (ППНИ) подвергается давлению непосредственно продуктов детонации или давлению вещества экрана, часто называемого ослабителем действия продуктов детонации или просто ослабителем. Если нагружаемая среда является взрывчатой, то она называется пассивным зарядом ВВ. Если поперечные размеры активного заряда существенно (в разы) больше его высоты H, то значительная часть особенностей нагружения может быть проанализирована с помощью (t-x)- и (p-u)-диаграмм для движения сред вдоль центральной оси x.



Рис. 11.2. Схемы нагружения падающей детонационной волной (ПДВ): *а* — с непосредственным контактным воздействием продуктов детонации; *б* — с воздействием продуктов детонации через экран (ослабитель); ВВ — заряд из взрывчатого вещества; ПИ — плоскость инициирования детонации; ППНИ — плоскость приложения начального импульса; НС — нагружаемая среда; Э — экран

С особенностями НИ, получаемых при схеме нагружения ПДВ, можно ознакомиться на примере частного случая анализа движения среды, проиллюстрированного на рис. 11.3. При этом действию продуктов детонации подвергается плоскость, справа от которой находится неограниченная конденсированная среда (полупространство). Сжимаемость этой конденсированной среды может быть такой же, как у среды, ответную реакцию которой на внешнее воздействие мы изучаем и которая названа собственно нагружаемой средой, либо такой же, как у вспомогательного элемента схемы нагружения, называемого экраном и предназначенного для «передачи» давления на нагружаемую среду.

Движение поверхности этой конденсированной среды и изменение давления во времени на ней обусловлены набеганием нестационарного потока продуктов детонации, образовавшихся на фронте детонацион-



Рис. 11.3. Анализ особенностей нагружения конденсированной среды «падающей» детонационной волной (нагружение по схеме ПДВ): a - (t-x)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма; s - временные профили давления на поверхности конденсированной среды; КП — контактная поверхность; ПД — продукты детонации; КС — конденсированная среда; ФУВ — фронт ударной волны; ЛПД(i) — (p-u)-диаграмма волны в ПД, обращенной влево (с начальным состоянием движения i); ППД( $\Gamma$ ) — (p-u)-диаграмма волны в ПД, обращенной влево (с начальным вправо (с начальным состоянием  $\Gamma$ ); ЛПД( $\Gamma$ ) — (p-u)-диаграмма ударной волны, обращенной в ПД влево (с начальным состоянием  $\Gamma$ ); ПКС(0) — (p-u)-диаграмма ударной волны в конденсированной среде, обращенной вправо (начальное состояние 0)

ной волны. Начальное состояние движения продуктов детонации (ПД) вдоль траектории фронта детонационной волны (на (t-x)-диаграмме), неизменное и на плоскости (p-u), изображается точкой  $\Gamma$  (она же точка Чепмена–Жуге — «ЧЖ»).

Анализ процессов инициирования детонационной волны в конденсированных ВВ показывает, что в большинстве практических случаев среда, расположенная за поверхностью инициирования заряда ВВ, в момент возникновения фронта детонационной волны находится

 $5^*$ 

под давлением ри, существенно меньшим, чем давление рчж. При этом достаточно распространены условия, при которых на поверхности приложения инициирующего воздействия часть продуктов взрыва в момент появления детонационной волны уже движется в сторону, противоположную направлению движения ее фронта. Вследствие того, что  $p_{\rm H} < p_{\rm YW}$ , продукты детонации, образующиеся на фронте детонационной волны, сразу же претерпевают расширение (разрежение) и часть этих продуктов начинает движение от поверхности их возникновения (поверхности фронта детонационной волны) в сторону поверхности, к которой было приложено инициирующее воздействие. При этом течение за фронтом детонационной волны является волной разрежения, обращенной вправо (p-u)-диаграмма для состояний движения, в которые могут переходить продукты детонации в этой волне, проходит через точку начального состояния Г и имеет наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u > 0$  (это кривая, обозначенная ППД(Г) — волна, обращенная вправо (П), распространяющаяся по продуктам детонации  $(\Pi \square)$ , начальное состояние изображается точкой  $\Gamma$  с координатами  $p_{\Psi\Psi}$ и  $u_{\rm ЧЖ}$ ). Для этой центрированной волны на (t-x)-диаграмме проведены две граничные  $(u+c)_{\Pi\Pi}$ -характеристики: головная характеристика (индекс «Г»), совпадающая с траекторией фронта детонационной волны, и хвостовая (индекс «Х») характеристика, положение которой соответствует тому, что среда, контактирующая с поверхностью инициирования, очень легко сжимается (например, является воздухом или в предельном случае — вакуумом). На рисунке выделена одна из множества промежуточных  $(u+c)_{\Pi\Pi}$ -характеристик — характеристика с индексом «i». Состояния движения (давление р и массовая скорость u) вдоль прямолинейных участков этих характеристик «Г», «i», «Х» не изменяются и изображены одноименными точками на (p-u)-диаграмме.

Зона нестационарного течения продуктов детонации с таким распределением давления p и массовой скорости u, отображаемым на (t-x)-диаграмме расположением прямолинейных  $(u+c)_{\Pi A}$ -характеристик «Г», ..., «i», ..., «X», ограничена  $(u-c)_{\Pi A}$ -характеристикой M–I–2. Заметим, что при  $n \neq 3$  эта характеристика является криволинейной, а при n = 3 – прямолинейной.

На рисунке 11.3, а сплошными линиями изображены  $(u + c)_{\Pi A}$ -и  $(u - c)_{\Pi A}$ -характеристики для анализа течения, возникающего при падении детонационной волны на конденсированные среды, у которых (p-u)-диаграммы волн изоэнтропического и ударного (ударно-волнового) сжатия одного направления (одинаково обращенных) совпадают и проходят ниже точки  $\Gamma$ , как это показано на рис. 11.3,  $\delta$ .

Единую (для изоэнтропического и ударного сжатий) (p-u)-диаграмму процессов сжатия конденсированной среды ПКС(0) строят как (p-u)-диаграмму ударной адиабаты среды с начальным состоянием

132

движения (p = 0, u = 0):

$$p = \rho_{0\text{KC}} u(a_{\text{KC}} + b_{\text{KC}} u),$$
 (11.1)

где  $\rho_{0\rm KC}$  — начальная плотность конденсированной среды;  $a_{\rm KC}$  и  $b_{\rm KC}$  — коэффициенты ударной адиабаты  $D = a_{\rm KC} + b_{\rm KC} u$ .

(p-u)-диаграммы новых состояний движения продуктов детонации, которые могут возникнуть непосредственно из начального состояния движения, изображенного точкой  $\Gamma$ , соответствующие случаю нагружения рассматриваемой конденсированной среды, также проведены сплошными линиями.

При таких характеристиках продуктов детонации и конденсированной среды  $(u-c)_{\Pi\Pi}$ -характеристика M-I-2 является границей зоны течения, в которой продукты детонации еще не подвергнуты возмущениям, появляющимся в результате силового (механического) взаимодействия их с конденсированной средой. Такое взаимодействие возникает в момент выхода фронта детонационной волны на поверхность конденсированной среды в точке М. Взаимодействие начинается с того, что частицы продуктов детонации, имевшие в момент возникновения на фронте детонационной волны скорость  $u_{\rm YW} = D_{\rm YW}/(n+1)$ , изменяют массовую скорость вплоть до того же значения  $u_M$ , что и частицы конденсированной среды за фронтом ударной волны в ней, исходящей от точки М (на (t-x)-диаграмме). Это изменение скорости двух контактирующих сред происходит мгновенно. Так же мгновенно происходит выравнивание давления у частиц продуктов детонации и конденсированной среды на поверхности их контакта. В результате начала такого взаимодействия в точке М (на (t-x)-диаграмме) в продуктах детонации, находящихся первоначально в состоянии движения  $(p_{\rm YW}, u_{\rm YW})$ , начинает распространяться возмущение, обращенное влево. Новые возможные состояния движения, возникающие в результате этого возмущения, принадлежат (*p*-*u*)-диаграмме, проходящей через точку  $\Gamma$  и имеющей наклон, соответствующий условию  $\partial p/\partial u < 0$ . При изоэнтропическом процессе изменения состояний движения аналитическое выражение для этой (p-u)-диаграммы получают, используя соотношение, называемое «-» интегралом Римана,

$$u = u_{\mathrm{H}} - \int_{p_{\mathrm{H}}}^{p} \frac{dp}{\rho_{\mathrm{\Pi}\mathrm{A}}c_{\mathrm{\Pi}\mathrm{A}}}, \quad u_{\mathrm{H}} = U_{\mathrm{Y}\mathrm{W}}, \quad p_{\mathrm{H}} = p_{\mathrm{Y}\mathrm{W}},$$

которое выполняется вдоль  $(u+c)_{\Pi\Pi}$ -характеристик.

Если уравнение состояния продуктов детонации имеет такой же вид, как для идеального газа, и, следовательно, уравнением изоэнтропы ПД является соотношение  $p_{\Pi \Pi} = A \cdot \rho_{\Pi \Pi}^n$ , A = const, то последнее выражение можно преобразовать к виду:

$$p = p_{\rm YK} \left(\frac{n^2 - 1}{2n}\right)^{\frac{2n}{n-1}} \cdot \left(\frac{3n - 1}{n^2 - 1} - \frac{u}{D_{\rm YK}}\right)^{\frac{2n}{n-1}}.$$
 (11.2)

График этой зависимости на рис. 11.3,  $\delta$  обозначен ЛПД(Г) (Л — волна обращена влево, распространяется по ПД, находящимся в начальном состоянии, которое изображено точкой Г).

Эту (p-u)-диаграмму часто называют изоэнтропой волны разгрузки, распространяющейся по продуктам детонации со стороны нагружаемой среды. Состояние движения на поверхности конденсированной среды, возникающее в момент выхода на нее фронта детонационной волны в точке M (на (t-x)-диаграмме), определяется точкой M на плоскости (p-u), в которой пересекаются (p-u)-диаграммы ПКС(0) — ударная адиабата конденсированной среды с уравнением (11.1) и ЛПД(Г) изоэнтропа ПД с уравнением (11.2).

В ПД из точки M (на (t-x)-диаграмме) выходит центрированная волна разрежения, с головной  $(u-c)_{\Pi \Box}$ -характеристикой M-I-2и с хвостовой  $(u-c)_{\Pi \Box}$ -характеристикой, обозначенной  $X_M$ . Если  $n \neq 3$ , то первоначально прямолинейные характеристики  $(u+c)_{\Pi \Box}$ , исходящие из точки 1 после головной характеристики M-I-2, начинают искривляться (при n = 3 — остаются прямолинейными).

Давление на поверхности конденсированной среды, скачкообразно изменившееся в момент времени  $t_M = H/D_{\rm YW}$  от нуля до  $p_{\rm M}$ , с течением времени  $t > t_M$  начинает убывать, стремясь к нулю. Аналогично убывает и скорость движения поверхности конденсированной среды. Этот процесс отражается с помощью (t-x)- и (p-u)-диаграмм. На рис. 11.3 рассмотрено состояние движения на поверхности конденсированной среды, возникающее с некоторой задержкой  $(t - t_M)$  после выхода на нее фронта детонационной волны. Эта задержка соответствует  $(u+c)_{\Pi\Pi}$ -характеристике, обозначенной индексом «*i*», которая после искривления за  $(u-c)_{\Pi\Pi}$ -характеристикой M-I-2 достигает в точке  $I_K$ поверхности конденсированной среды. Состояние движения продуктов детонации на этой (*u*+*c*)<sub>ПД</sub>-характеристике в точке *I* изображается точкой *i* на (p-u)-диаграмме ППД (Г), что отмечалось ранее. Изменение состояний движения на этой  $(u+c)_{\Pi\Pi}$ -характеристике от состояния *і* в точке *I*, принимаемого на начальное, до нового состояния *I*<sub>K</sub> на поверхности конденсированной среды соответствует выражению для «-» интеграла Римана:

$$u = u_i - \int_{p_i}^p \frac{dp}{\rho_{\Pi, \mathcal{L}} c_{\Pi, \mathcal{I}}},$$

где  $p_i$  и  $u_i$  — координаты точки i на (p-u)-диаграмме ППД( $\Gamma$ ).

Это уравнение определяет (p-u)-диаграмму ЛПД (i) волны в продуктах детонации, обращенной влево с начальным состоянием движения  $(p_i, u_i)$ . Пересечение этой (p-u)-диаграммы с (p-u)-диаграммой ударной адиабаты конденсированной среды (с уравнением (11.1)) в точке K на плоскости (p-u) определяет состояние движения на поверхности нагружаемой среды, появляющееся в момент выхода на нее  $(u+c)_{\Pi L}$ -характеристики «i» в точке  $I_K$  (см. (t-x)-диаграмму), т.е. с задержкой  $(t - t_M)$  после начала ее движения со скоростью  $u_M$ . На плоскости (p-u) видно, что давление и массовая скорость, являющиеся координатами точки K, меньше, чем, соответственно,  $p_M$  и  $u_M$ . Временной профиль давления на поверхности конденсированной среды имеет спадающую форму за передним ударным фронтом (рис. 11.3, s).

Если сжимаемость нагружаемой среды столь мала, что (*p*-*u*)-диаграмма ее ударной адиабаты, рассчитываемая по формуле (11.1), проходит над точкой Г, как это изображено штрихпунктирной линией ПКС(0),, то при выходе фронта детонационной волны на поверхность конденсированной среды в продуктах детонации возникает отраженная ударная волна. Траектория фронта этой отраженной ударной волны показана на рис. 11.3, a штриховой линией. Характеристики  $(u + c)_{\Pi\Pi}$ , пересекая эту траекторию, преломляются, и их дальнейший ход к поверхности нагружения отличается от того, что был изображен ранее сплошными линиями для случая появления отраженной волны разрежения. Ударная волна в продуктах детонации является обращенной влево. В точке ее появления на поверхности нагружаемой среды начальное состояние движения продуктов детонации перед ее фронтом определяется равенствами  $p = p_{\rm ЧW}$ ;  $u = u_{\rm ЧW}$ . Новое состояние движения, которое может возникнуть уже за фронтом этой ударной волны, обращенной влево, изображается точкой (*p*-*u*)-диаграммы, проходящей через начальное состояние Г и имеющей наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u < 0$ . Эта (p-u)-диаграмма обозначена ЛПД $(\Gamma)_*$  и изображена штриховой линией

Уравнение (p-u)-диаграммы ЛПД $(\Gamma)_*$  строится в соответствии с законами сохранения на фронте ударной волны в продуктах детонации. Его можно получить в виде

$$u = \frac{D_{\rm YK}}{n+1} \cdot \left(1 - \sqrt{2n} \cdot \frac{p/p_{\rm YK} - 1}{\sqrt{(n-1) + (n+1)p/p_{\rm YK}}}\right).$$
 (11.3)

При нагружении среды с малой сжимаемостью временной профиль давления имеет передний ударный фронт с давлением  $p_{M^*}$ . Это давление находится на точке пересечения (p-u)-диаграммы ЛПД (Г)<sub>\*</sub>, часто называемой ударной адиабатой торможения продуктов детонации, которая строится по уравнению (11.3), и (p-u)-диаграммы ударной адиабаты конденсированной среды. Эта (p-u)-диаграмма строится по уравнению (11.1) с подстановкой в него значений начальной плотности и коэффициентов ударной адиабаты уже для новой конденсированной среды с «малой сжимаемостью».

Заметим, что в случае высокоплотных бризантных BB активных зарядов, для продуктов детонации которых значение n близко к трем, (p-u)-диаграммы, построенные по уравнениям (11.3) и (11.2), можно считать практически совпадающими. Это объясняется относительно малым скачком энтропии во фронте отраженной ударной волны, распространяющейся по продуктам детонации высокоплотных BB.

С течением времени давление на контактной поверхности конденсированной среды, замедляющей свое движение, стремится к нулю (p = 0). При p = 0 скорость движения контактной поверхности конденсированной среды также равна нулю. Продукты детонации на этой поверхности приобретают также нулевые значения массовой скорости u, скорости звука c и, соответственно,  $(u+c)_{\Pi d}$ . Такое соотношение скорости движения контактной поверхности u и наклона  $(u+c)_{\Pi d}$ -характеристик в продуктах детонации приводит к тому, что время падения давления до нуля на поверхности конденсированной среды бесконечно. При упрощенном описании спада давления за скачком амплитудой  $p_M$ удобно использовать аппроксимирующую зависимость

$$p(t) = p_M \cdot \exp(-t/\tau_{\rm KC}), \qquad (11.4)$$

где t — время, отсчитываемое от момента скачкообразного сжатия вещества до давления  $p_1 = p_M$ ;  $\tau_{\rm KC}$  — константа, характеризующая интенсивность падения давления за фронтом ударной волны.

Скорость падения давления непосредственно за скачком давления (фронтом) амплитудой  $p_M$  характеризуется равенством  $\partial p/\partial t| = p_M/\tau_{\rm KC}$ .

Если сжимаемость нагружаемой конденсированной среды мала и детонационная волна отражается ударной волной, то в (11.4) вместо  $p_M$  следует принять  $p_{M^*} > p_M$ , а вместо  $\tau_{\rm KC}$  подставить ( $-\tau_{\rm KC^*}$ ), т.е. уменьшение сжимаемости нагружаемой среды приводит к увеличению скорости падения давления за скачком давления.

Величину  $\tau_{\rm KC}$  (или  $\tau_{\rm KC^*}$ ) часто используют как характеристику длительности  $\tau_m$  действия НИ «треугольной» формы (рис. 10.2, *г*). Ее значение подбирают исходя из условия удовлетворительного совпадения аппроксимирующей зависимости с зависимостью p(t), которая получается в результате математически корректного решения задачи о взаимодействии нестационарного потока продуктов детонации с преградой. В общем случае такие задачи решаются с использованием численного интегрирования соответствующих систем уравнений. Но при n = 3 получены и аналитические решения. Так, если преграда или конденсированная среда являются абсолютно несжимаемыми, то аналитическое решение задачи приводит к следующей зависимости:

$$p(t) = (64/27)p_{\rm YW}(H/D_{\rm YW})^3 [1/(t+H/D_{\rm YW})]^3$$

Сжимаемость реальной конденсированной среды приводит к снижению амплитуды  $p_M$  и уменьшению скорости спада давления за фронтом, как это следует из рис. 11.4.

Изменение на поверхности конденсированной среды давления по закону, изображенному на рис. 11.3, *в* (или на рис. 11.4), приводит к тому, что фронт ударной волны (ФУВ) в ней замедляет свое движение, начиная с момента возникновения. Это происходит потому, что за фронтом ударной волны распространяется волна разрежения, отображенная на рис. 11.3, *а* расходящимися  $(u+c)_{\rm KC}$ -характеристиками, одна из которых обозначена индексом  $i_{\rm KC}$ . Волна разрежения, догоняя фронт ударной волны, вызывает уменьшение его скорости от начального значения

 $D_M$  на поверхности его возникновения до все более уменьшающихся значений. В пределе эта ударная волна вырождается в звуковую.

Заметим, что  $(u+c)_{\rm KC}$ -характеристики в зоне течения конденсированной среды между контактной поверхностью и затухающим фронтом ударной волны проводятся на рис. 11.3, *а* в эйлеровой системе координат. При этом они искривлены, и значения массовой скорости вдоль них меняются от значения  $u_{\rm K\Pi}$  на контактной поверхности до значения  $t_{\phi}$  на фронте ударной волны. Иная картина наблюдается при рассмотрении затухания ударной волны, вызванной нагружением падающей детонационной волной, в лагранжевых



Рис. 11.4. Временные профили давления продуктов детонации при n = 3 на поверхность контакта с абсолютно несжимаемой средой 1, с медью 2, с алюминием 4 и с водой 4

координатах, когда уравнения характеристик, соединяющих соответствующие точки на контактной поверхности и на фронте ударной волны (в конденсированной среде) имеют вид

$$dh/dt = a_{\rm KC} + 2b_{\rm KC} \cdot u_{\rm K\Pi},$$

где  $u_{\rm K\Pi}$  — значения скорости движения контактной поверхности в некоторый момент времени.

При этом характеристики  $(a_{\rm KC} + 2b_{\rm KC} \cdot u_{\rm K\Pi})$  прямолинейны, и можно, образно говоря, заключить, что значение массовой скорости «переносится по ним без изменения от контактной поверхности до фронта ударной волны  $(u_{\rm K\Pi} = u_{\Phi})$ ». Похожая картина затухания ударной волны в конденсированной среде показана на рис. 1.2.

Если объект исследования, называемый нами нагружаемой средой, к поверхности которой надо приложить требуемый НИ, непосредственно соприкасается с активным зарядом ВВ (а затем с продуктами его детонации), то он же и является конденсированной средой, особенности течения в которой были нами рассмотрены. Поэтому временные профили давления, показанные на рис. 11.3, *в*, являются не чем иным, как НИ для нагружаемой среды, т.е. можно записать:

$$p_{\mathrm{H}\mathrm{H}}(t) = p_M \cdot \exp(-t/\tau_{\mathrm{H}\mathrm{H}}),$$
  

$$p_M = p_M; \quad \tau_{\mathrm{H}\mathrm{H}} = \tau_{\mathrm{KC}} = \tau_m.$$
(11.5)

Но если объект исследования или нагружаемая среда экранированы от активного заряда ВВ и продуктов его детонации (рис. 11.2, б), то

анализ нагружения контактной поверхности конденсированной среды, проиллюстрированный с помощью рис. 11.3, позволит найти временной профиль давления лишь на верхней поверхности экрана толщиной  $\delta$ , но не НИ, действующий на исследуемую (изучаемую) нагружаемую среду.

Характеристиками временного профиля давления на верхней поверхности экрана, обращенной к активному заряду ВВ, являются значения  $p_{\rm M}$  и  $\tau_{\rm KC}$ , которые находятся при таких же значениях плотности и коэффициентов ударной адиабаты конденсированной среды, что и у материала экрана. Амплитудные и временные характеристики НИ, т.е. временного профиля давления на поверхности контакта экрана с нагружаемой средой, существенно зависят еще и от толщины экрана.

В практике проведения значительного многообразия экспериментов в первую очередь рассматривают влияние толщины экрана на амплитуду НИ —  $p_{\rm M}$ . Проанализируем это влияние с помощью (t-h)- и (p-u)-диаграмм (рис. 11.5). В этом примере соотношение динамической сжимаемости материала экрана и нагружаемой среды, а также детонационных характеристик ВВ активного заряда таково, что соответствует нагружению среды типа высокоплотного бризантного ВВ или высокоплотного полимерного материала — политетрофторэтилена через экран из меди активным зарядом из такого распространенного ВВ, как флегматизированный гексоген. Мы рассмотрим такие давления ударно-волнового сжатия пассивного заряда ВВ и такие короткие промежутки времени, в течение которых в нем не успевают проявиться механическим или газодинамическим образом взрывные химические превращения.

При указанном сочетании характеристик компонентов схемы взрывного воздействия на нагружаемую среду фронт детонационной волны в ВВ отражается от экрана в продукты детонации ударной волной



Рис. 11.5. К определению амплитуды начального импульса при нагружении «падающей» детонационной волной через экран (ослабитель): a - (t-h)-диаграмма;  $\delta - (p-u)$ -диаграмма

с начальным давлением  $p_{M\ni}$ . В экран при этом войдет ударная волна с начальным давлением и массовой скоростью на фронте, равными соответственно  $p_{M\ni}$  и  $u_{M\ni}$  (координаты точки M). Ударная волна в экране затухает, и к моменту выхода на поверхность раздела экрана с нагружаемой средой давление и массовая скорость на ее фронте будут иметь значения, соответственно,  $p_{\delta\ni}$  и  $u_{\delta\ni}$ . На основании анализа результатов компьютерного моделирования процесса затухания ударных волн в конденсированных средах и данных, полученных при экспериментальных исследованиях этих процессов, используют либо приближенные аналитические зависимости, например,

$$u_{\delta \mathfrak{D}} = u_{\mathsf{M}\mathfrak{D}}(1 - \alpha_{\mathsf{Y}\mathsf{B}} \cdot \delta/H)^{\omega_{\mathsf{Y}\mathsf{B}}},$$

либо графические (например, рис. 11.6).

При этом  $u_{M,\Im}$  — массовая скорость на фронте ударной волны, входящей в экран со стороны продуктов детонации,  $u_{\delta \Im}$ ,  $p_{\delta \mathfrak{I}}$  — параметры состояния движения на фронте ударной волны в экране при выходе ее на границу с нагружаемой средой,  $\alpha_{\rm YB}$  и  $\omega_{\rm YB}$  — константы, равные, например, 0,6 и 1 соответственно при затухании ударных волн в стали и в алюминии при  $\delta/H < 1$ . Значение  $u_{\delta \Im}$  на рис. 11.6 при  $\delta = 0$  равно  $u_{M\Im}$ . Часть зависимости для ПММА (полиметилметакрилата или оргстекла), изображенная штриховой линией, соответствует влиянию на затухание ударной волны уже не только продольной, но и боковых волн разгрузок.

$$p_{\delta\mathfrak{Z}} = \rho_{0\mathfrak{Z}} u_{\delta\mathfrak{Z}} (a_{\mathfrak{Z}} + b_{\mathfrak{Z}} u_{\delta\mathfrak{Z}}), \qquad (11.6)$$



Рис. 11.6. Массовая скорость на фронте ударной волны в экране в зависимости от пройденного им пути δ/H (H высота заряда BB)

Степень этого влияния уже зависит от соотношения величин H,  $\delta$  и поперечных размеров активного заряда BB и экрана.

Ударная волна с параметрами состояния движения на фронте, определяемыми выражениями (11.5) и (11.6), отражается от поверхности контакта экрана с нагружаемой средой волной разрежения. В результате этого в нагружаемую среду выходит ударная волна с начальным давлением на фронте  $p_m$ , т.е. равным амплитудному значению давления НИ. В соответствии с решением задачи о распаде разрыва на границе двух сред с различной сжимаемостью, происходящем в точке 2 (на рис. 11.5, *a*) и приводящем к возникновению состояния движения, которое изображено точкой 2 на рис. 11.5, *б* (см. подробнее рис. 2.4 и рис. 2.5 в §2 гл. 2), в акустическом приближении получаем соотношение между давлением  $p_m$  и  $p_{\delta \Im}$ :

$$p_m = p_{\delta \ni} \frac{2 \left(\rho_{\text{OHC}} c_{\text{OHC}}\right)}{\left(\rho_{\text{O}\ni} c_{\text{O}\ni}\right) + \left(\rho_{\text{OHC}} c_{\text{OHC}}\right)},\tag{11.7}$$

где ( $\rho_{O\ni}c_{O\ni}$ ) и ( $\rho_{OHC}c_{OHC}$ ) — акустические импедансы материала экрана и нагружаемой среды;  $c_{O\ni}$ ,  $c_{OHC}$  — начальные скорости звука в экране и нагружаемой среде соответственно;  $\rho_{O\ni}$ ,  $\rho_{OHC}$  — начальные плотности материала экрана и нагружаемой среды соответственно.

При использовании акустического приближении полагается, что скорости ударных волн равны скорости звука и независимы, равно как и плотность вещества, от давления. Формулу (11.7) можно использовать и в том случае, если ( $\rho_{OHC}c_{OHC}$ ) > ( $\rho_{O\ni}c_{O\ni}$ ), т.е. когда ударная волна в экране отражается от нагружаемой среды ударной волной, а не волной разрежения.

На рис. 11.5, б показана также амплитуда  $p_m = p_m(\delta) \big|_{\delta=0}$  НИ, который появился бы при контактном взрыве активного заряда, т. е. при отсутствии экрана. Постановка экрана, рассмотренного в нашем примере, приводит к уменьшению амплитуды НИ по сравнению с той, что была бы без него. По этой причине такие экраны называют ослабителями ударно-волнового воздействия на нагружаемые среды. При неизменных параметрах активного заряда ВВ, материалах нагружаемой среды и экрана степень ослабления амплитуды НИ в значительных пределах и с большой точностью можно изменять, варьируя толщину ослабителя. При таком способе изменения параметров НИ следует учитывать возможность влияния на исследуемые процессы в нагружаемой среде немонотонностей изменения давления за фронтом ударно-волнового НИ. Эти немонотонности обусловлены эффектом переотражения волн между обеими поверхностями экрана-ослабителя, а также тем, что при взаимодействии волн разрежения, направленных навстречу друг другу от противоположных поверхностей ослабителя, может произойти откол в материале ослабителя.

При выборе материалов экранов и других параметров схемы нагружения объекта следует учитывать следующие обстоятельства. Если материал экрана имеет большую динамическую сжимаемость по сравнению с нагружаемой средой, то несмотря на затухание ударной волны в экране при отражении ее от нагружаемой среды, амплитуда НИ  $p_m$ может получиться больше, чем  $p_m = p_m(\delta)|_{\delta=0}$ . При этом экран будет играть роль уже усилителя амплитуды давления НИ, а не ослабителя. Наиболее часто такая особенность влияния экрана на амплитуду давления НИ проявляется, когда материал экрана является не конденсированным сплошным веществом с (p-u)-диаграммой для отраженных ударных волн, являющейся симметричным отображением (p-u)-диаграммы начальных ударных волн. В этом случае правило симметрии (p-u)-диаграмм для противоположно обращенных волн в одном материале уже может не соблюдаться Такие нарушения правила симметрии наиболее характерны для пористых «газонаполненных» материалов.

11.1.2. Нагружение уходящей детонационной волной. Под схемой нагружения «уходящей» детонационной волной (УДВ) подразумевают взаимное расположение нагружаемой среды, активного заряда ВВ и направление распространения фронта детонационной волны, показанные на рис. 11.7, а. При этой схеме детонационная волна как бы уходит от нагружаемой среды (точнее говоря, «уходит» фронт детонационной волны). Между активным зарядом ВВ и нагружаемой средой в некоторых случаях располагают экран или прокладку (они не показаны на рисунке), которые отделяет нагружаемую среду от образующихся продуктов детонации, но служат при этом не снижению амплитудного значения давления НИ, а совсем другим целям. С этим направлением использования экранов мы ознакомимся позже. Рассмотрим сначала самый простой случай контактного воздействия продуктов детонации УДВ на нагружаемую конденсированную среду. При этом мы не будем принимать во внимание возможное влияние боковых волн разрежения, действие которых зависит от поперечных (по отношению к оси x) размеров слоя активного заряда высотой Н и нагружаемой среды. Нагружаемую среду будем рассматривать как «полупространство».

С особенностями НИ можно ознакомиться, используя (t-x)-(*p*-*u*)-диаграммы процесса, изображенные на рис. 11.7, б И и рис. 11.7, а. Вдоль траектории движения плоского фронта детонационной волны, распространяющейся со скоростью  $D_{\rm YW}$  в направлении, противоположном положительному направлению оси x, возникают частицы потока продуктов детонации с одинаковыми начальными параметрами состояния движения  $p_{\rm ЧЖ}$  и  $u_{\rm ЧЖ}$ . Так как скорость частиц на фронте детонационной волны направлена в сторону его движения, то точка Г, или ЧЖ на (p-u)-диаграмме, изображающая это начальное состояние движения, лежит в области с отрицательными значениями u(слева от точки 0 на рис. 11.7, б). Как уже отмечалось ранее (при анализе нагружения сред по схеме ПДВ), условия инициирования детонации в заряде ВВ, имеющего существенные размеры и предназначенного для совершения интенсивных силовых воздействий на окружающую среду, в практике взрывных работ таковы, что с момента возникновения фронта детонационной волны продукты реакции сразу же начинают претерпевать расширение с падением давления в них. Распространение плоского фронта детонационной волны и расширение продуктов детонации, начинающееся с момента их возникновения на этом фронте, порождает центрированную волну разрежения, изображенную на рис. 2.7, а веером  $(u-c)_{\Pi\Pi}$ -характеристик, расходящихся из точки М (на рис. 11.7, а). Эта волна разрежения обращена влево и (*p*-*u*)-диаграмма параметров состояний движения в ней имеет в плоскости (p-u) наклон, соответствующий  $\partial p/\partial u < 0$ . Можно считать, что эта волна распространяется по продуктам детонации



Рис. 11.7. Анализ нагружения конденсированной среды «уходящей» детонационной волной: *a* — (*t*-*x*)-диаграмма, *б* — (*p*-*u*)-диаграмма; *в* — форма начального импульса; *е* — изменение давления на фронте ударной волны в нагружаемой среде по мере распространения его от контактной поверхности; ПД — продукты детонации; КС — конденсированная среда; КП — контактная поверхность; ФУВ — фронт ударной волны; ЛПД(Г) — (*p*-*u*)-диаграмма волны, обращенной влево и распространяющейся по ПД с начальным состоянием (Г); ПКС(0) — (*p*-*u*)-диаграмма волны, обращенной вправо и распространяющейся по конденсированной среде с начальным состоянием (0)

с начальным состоянием движения  $p_{\rm ЧЖ}$  и  $u = U_{\rm ЧЖ}$ , изображенным точкой Г, или ЧЖ. Поэтому (p-u)-диаграмма возможных состояний движения в этой волне обозначена ЛПД(Г).

Уравнение этой (*p*-*u*)-диаграммы получается из выражения для «-» интеграла Римана:

$$u = u_{\text{H}} - \int_{p_{\text{H}}}^{p} \frac{dp}{\rho_{\Pi, \mathcal{I}} c_{\Pi, \mathcal{I}}}; \quad u_{\text{H}} = U_{\text{Y}, \text{W}}; \quad p_{\text{H}} = p_{\text{Y}, \text{W}},$$

которое выполняется вдоль  $(u+c)_{\Pi A}$ -характеристик. Но начальными параметрами при этом, в отличие от схемы нагружения «падающей детонационной волной», являются:  $u_{\rm H} = -D_{\rm YK}/(n+1)$ ;  $p_{\rm H} = p_{\rm YK}$ .

Окончательная форма уравнения (*p*-*u*)-диаграммы ЛПД(Г) имеет вид:

$$p = p_{\rm YK} \left(\frac{n^2 - 1}{2n}\right)^{\frac{2n}{n-1}} \left[\frac{3n - 1}{n^2 - 1} - \frac{2}{n+1} - \frac{u}{D_{\rm YK}}\right]^{\frac{2n}{n-1}}.$$
 (11.8)

Под действием образовавшихся продуктов детонации в конденсированной среде возникает волна, обращенная вправо. (p-u)-диаграмма возможных состояний движения в этой волне, проходящая через точку (p = 0; u = 0) обозначена ПКС(0). Ее (p-u)-диаграмма задается уравнением (11.1).

Пересечение (p-u)-диаграмм ЛПГ(Г) и ПКС(0) определяет точку M, которая изображает параметры состояния движения на поверхности контакта продуктов детонации и конденсированной среды  $p_M$  и  $u_M$  в момент возникновения и начала движения (точка M на (t-x)-диаграмме) от поверхности раздела заряда ВВ и нагружаемой среды фронта детонационной волны (влево) и ударной волны (вправо). Аналитически значения  $p_M$  и  $u_M$  находятся как решение системы уравнений (11.1) и (11.8).

Значения массовой скорости  $u_M$  и давления  $p_M$  продуктов детонации на границе раздела их с конденсированной нагружаемой средой определяют положение хвостовой  $(u-c)_{\Pi d}$ -характеристики центрированной волны разрежения, исходящей из точки M и обозначенной «Х» на (t-x)-диаграмме. Между головной характеристикой этой центрированной волны разгрузки, обозначенной «Г» или  $D_{\rm ЧЖ}$ , и хвостовой характеристикой «Х» наблюдается изменение параметров состояния движения продуктов детонации от  $(p_{\rm ЧЖ}; -D_{\rm ЧЖ}/(n+1))$  до  $(p_M; u_M)$ . Но между хвостовой характеристикой «Х» центрированной волны разрежения в продуктах детонации и траекторией границы раздела продуктов детонации с конденсированной средой находится область течения, в которой параметры состояния движения неизменны и равны  $(p_M; u_M)$ . При этом, естественно, сохраняется постоянным значение скорости  $u_M$  движения границы раздела продуктов детонации и конденсированной среды.

В плоскости (t-x) зона течения продуктов детонации с постоянным значением параметров состояния движения  $p_M$ ,  $u_M$ , которая лежит между хвостовой характеристикой «Х» и траекторией поверхности нагружаемой среды, ограничена «сверху» отрезком  $N-M_1$   $(u+c)_{\Pi\Pi}$ -характеристики центрированной волны разрежения, возникающей в момент выхода фронта детонационной волны на свободную поверхность слоя ВВ толщиной H. Из всего веера  $(u+c)_{\Pi\Pi}$ -характеристик, исходящих из точки 1 на рис. 2.7, a, обозначены только две: головная Г<sub>1ПЛ</sub> и некоторая промежуточная  $j_{\Pi\Pi}$ . Заметим, что при n=3 головная характеристика Г<sub>ІПЛ</sub> прямолинейна на всем промежутке от точки 1 до точки  $M_1$ . При  $n \neq 3$  прямолинейным является только отрезок между N и M<sub>1</sub>. В результате того, что волна разрежения в продуктах детонации, распространяясь от свободной поверхности, догоняет поверхность конденсированной нагружаемой среды, начинается снижение давления и скорости частиц среды на этой поверхности. До того, как головная характеристика Г<sub>1ПЛ</sub> этой волны разрежения (движущейся от свободной поверхности) не выйдет в точке M<sub>1</sub> на траекторию движения поверхности конденсированной среды, давление на этой поверхности поддерживается на постоянном уровне  $p_M$  (в течение времени  $t_M$ ), как это показано на рис. 11.7, в. Из рассмотрения «криволинейного треугольника»  $M-1-M_1$ , предварительно выведя уравнение для траектории головной  $(u+c)_{\Pi\Pi}$ -характеристики  $\Gamma_{\Pi\Pi\Pi}$ , можно получить выражение для длительности  $t_M$ :

$$t_M = \frac{2H}{D_{\rm YK}} \left\{ \frac{n+1}{2n} \left[ 1 - (n-1) \frac{u_M}{D_{\rm YK}} \right] \right\}^{\frac{n+1}{2(1-n)}}.$$
 (11.9)

При n = 3 получается более простое выражение:

$$t_M = \frac{3H}{D_{\rm YK} - 2u_M}$$

На практике исследователи достаточно часто прибегают к «молниеносной» оценке:

$$t_M = \frac{3H}{D_{\rm YK}}.\tag{11.10}$$

Временной профиль давления, показанный на рис. 11.7, e и характеризуемый передним ударным фронтом, постоянным уровнем давления, поддерживаемым в течении значительного и контролируемого промежутка времени  $t_M$ , задним фронтом с замедляющимся спадом давления, мы будем условно называть трапецеидальным, или трапецеидальным с передним ударным фронтом. Такой закон изменения давления на поверхности нагружаемой среды приводит к тому, что в момент начала ударно-волнового воздействия в конденсированную среду уходит фронт ударной волны с начальной скоростью

$$D = a_{\rm KC} + b_{\rm KC} \cdot u_M.$$

Этот фронт движется с постоянной скоростью до тех пор, пока его не догонит фронт волны разрежения нагружаемой конденсированной среды. Это разрежение порождается тем, что поверхность контакта с продуктами детонации, начиная с момента времени  $t_M$ , подвергается возмущениям от разлета продуктов детонации со свободной поверхности детонировавшего заряда. Волна разрежения в конденсированной среде, догоняющая ударный фронт и вызывающая уменьшение скорости его движения и интенсивности сжатия вещества на нем, изображена на рис. 11.7, *а* расходящимися  $(u+c)_{\rm KC}$ -характеристиками (обозначены только две из них: головная  $\Gamma_{\rm IKC}$  и некоторая промежуточная  $i_{\rm KC}$ ). На плоскости (t-x) на рис. 11.7, *а* выделена зона внутри треугольника  $M-M_1-\Phi_1$  с постоянными (стационарными) значениями параметров состояния движения среды  $p_M$ ,  $u_M$ .

Время  $t_{\Phi_1}$ , в течение которого фронт ударной волны движется с постоянной начальной скоростью, а скачок давления на фронте равен  $p_M$ , выражается через  $t_{M_1}$ :

$$t_{\Phi_1} = \frac{t_{M_1}(a_{\mathrm{KC}} + 2b_{\mathrm{KC}}u_M)}{b_{\mathrm{KC}}u_M}.$$

Дистанция, на которой фронт ударной волны сохраняет свои начальную скорость и давление  $p_M$  (рис. 11.7, e), находится как

$$\mathbf{X}_{\Phi_1} = (a_{\mathrm{KC}} + b_{\mathrm{KC}} u_M) \frac{t_{M_1}(a_{\mathrm{KC}} + 2b_{\mathrm{KC}} u_M)}{b_{\mathrm{KC}} u_M}$$

Для «молниеносной» нижней оценки расстояния  $X_{\Phi_1}$  можно воспользоваться приближенным соотношением

$$X_{\Phi_1} \approx H \cdot 3 \frac{a_{\rm KC}}{D_{\rm YK}} \left( 2 + \frac{a_{\rm KC}}{b_{\rm KC} \cdot u_M} \right). \tag{11.11}$$

Ориентировочно можно считать, что  $X_{\Phi_1}$  на порядок превышает высоту H заряда BB. Эта оценка позволяет сделать вывод о нецелесообразности регулирования амплитудных давлений HИ, получаемых с использованием «уходящей» детонационной волны, с помощью экранов, способных играть роль ослабителей. Действительно, для того чтобы появилась возможность снижения амплитуды фронта ударной волны у поверхности раздела экрана с нагружаемой средой, по отношению к амплитуде давления на поверхности экрана, воспринимающей давление от продуктов детонации, необходимы слишком большие толщины экранов. Например, при заряде BB с H = 50 мм толщина экрана-ослабителя будет не менее 500 мм.

В случаях нагружения сред по схеме УДВ экраны все же находят применение, но не для снижения амплитуды давлений НИ, а для изоэнтропизации воздействия детонации. Под этим термином понимают получение НИ с сохранением его амплитудного давления, но с передним фронтом, отличающимся относительно небольшой скоростью нарастания давления. При таком НИ значительная часть нагружаемого образца, прилегающая к поверхности приложения НИ, не испытывает скачкообразного, ударного подъема давления и поэтому претерпевает минимальные изменения энтропии в сравнении с ударно-волновым воздействием со скачкообразным изменением давления. При этом нагружаемое вещество минимально разогревается в сравнении со скачкообразным, ударно-волновым сжатием.

Самым надежным и простым способом изоэнтропизации является помещение между активным зарядом и нагружаемой средой экрана с динамической (или акустической) жесткостью, существенно большей, чем у нагружаемой среды (рис. 11.8).

Использование с целью изоэнтропизации НИ экранов со сжимаемостью большей, чем у нагружаемой среды, обязательно требует учета возможности получения обратного «отрицательного результата». При неудачном сочетании параметров детонации активного заряда, сжимаемости его продуктов детонации, сжимаемости экрана и нагружаемой среды может реализоваться эффект усиления амплитуды давления в переднем ударном фонте НИ с последующим осциллирующим, колебательным режимом релаксации давления к постоянному уровню  $p_M$ .


Рис. 11.8. Формы начальных импульсов (а), получаемых при различных (*p*-*u*)-диаграммах экранов (б): Э1 — изоэнтропизирующий экран с динамическим импедансом, большим, чем у нагружаемой среды; Э2 — изоэнтропизирующий экран с динамическим импедансом, меньшим, чем у нагружаемой среды; Э3 — усиливающий экран с динамическим импедансом, меньшим, чем у нагружаемой среды; Э4 — модель экрана из абсолютно несжимаемого инерционного материала

Газодинамический механизм влияния экранов на изменение начальной части профилей давления НИ рассмотрен в п. 3 § 3. Следует заметить, что нагружение среды по схеме УДВ позволяет изоэнтропизировать НИ без изменения его амплитуды, в то время как иоэнтропизация НИ, генерируемого «падающей детонационной волной», неизбежно сопряжена со снижением его амплитуды.

Другой особенностью нагружения конденсированной среды по схеме УДВ является возможность сравнительно простого управления «зафронтовой» частью НИ за счет изменений распределения детонационных характеристик ВВ в направлении распространения детонации. Самым простым и надежно контролируемым способом изменений детонационных характеристик заряда ВВ является создание соответствующего распределения плотности BB в направлении распространения детонации. Мы остановимся именно на этом способе, потому что для него можно дать простейшую, но достаточно правдоподобную иллюстрацию возможности модификации формы профиля давления НИ (рис. 11.9). На этом рисунке штриховыми линиями изображены НИ и (*p*-*u*)-диаграмма ЛПД (ЧЖ1) для изоэнтропического расширения продуктов детонации заряда с начальной плотностью  $\rho_{01}$  и параметрами детонации, соответствующими точке ЧЖ1. На рис. 11.9, б сплошной линией проведена (*p*-*u*)-диаграмма ЛПД2 для изоэнтропического расширения продуктов детонации заряда BB плотностью  $\rho_{02}$  ( $\rho_{02} > \rho_{01}$ ), параметры детонации которого изображены точкой ЧЖ2. Штрихпунктирная линия изображает уровень постоянного давления для НИ, который получился бы при воздействии заряда с плотностью  $\rho_{02} = {\rm const}$  на нагружаемую среду, ударная адиабата которой (УА или ПНС(0)) задана. Если эту заданную нагружаемую среду подвергнуть действию продуктов «уходящей детонационной волны», которая распространяется по неоднородному заряду, плотность которого у поверхности контакта равна  $\rho_{01}$ , а затем увеличивается и достигает значения  $\rho_{02}$  на проти-



Рис. 11.9. Формы начальных импульсов при различных законах изменения плотности заряда ВВ по ходу фронта «уходящей» детонационной волны (*a*) и (*p*-*u*)-диаграммы для оценки параметров начальных импульсов (*б*): *1* — заряд ВВ постоянной начальной плотности  $\rho_{01} = \text{const}$ ; *2* — заряд с переменной начальной плотности  $\rho_{01} = \text{const}$ ; *2* — заряд с переменной начальной плотностью, нарастающей по ходу детонации от  $\rho_{01}$  до  $\rho_{02}$ ; ЧЖ1 — параметры состояния движения на фронте детонации ВВ плотностью  $\rho_{01}$ ; ЧЖ2 — параметры состояния движения на фронте детонации ВВ плотностью  $\rho_{02}$ 

воположной свободной плоскости заряда, то НИ будет иметь форму, изображенную сплошной линией на рис. 11.9, *а*.

Проведенный нами анализ нагружения конденсированной среды продуктами детонации УДВ, показал отличительную особенность этой схемы нагружения. Она заключается в том, что экраны, разделяющие нагружающий заряд ВВ и нагружаемую конденсированную среду в случае их «разумных» (приемлемых по габаритным и весовым характеристикам) толщин, не способны уменьшить амплитудные характеристики импульсов давления на поверхности нагружаемого тела. Они могут в лучшем случае вызывать «изоэнтропизацию» нагружения, т.е. «размытие» переднего фронта начального импульса (увеличить время нарастания давления до амплитудного значения). Поэтому наибольшее практическое значение имеет прогнозирование параметров начального импульса  $p_m$  и  $t_m$  в случае отсутствия экранов из некоторой конденсированной среды между зарядами ВВ и нагружаемыми или исследуемыми средами. Значения этих основных параметров начального импульса в этом случае можно получить, используя решения системы уравнений (11.1) и (11.8), а также формулы (11.9) или (11.10), полагая в них параметры конденсированной среды равными параметрам рассматриваемой нами нагружаемой среды (HC):  $\rho_{OKC} = \rho_{OHC}$ ;  $a_{KC} = a_{HC}$ ;  $b_{KC} = b_{HC}$ . Получаемые при этом значения давления, массовой скорости, времени действия постоянного давления следует приравнять искомым характеристикам начального импульса:  $p_m = p_M$ ;  $t_m = t_M$ .

**11.1.3.** Нагружение скользящей детонационной волной. Под нагружением скользящей детонационной волной будем понимать воздействие на среду продуктов детонации активного заряда, при котором скорость всех точек фронта детонационной волны, равная  $D_{\rm YK}$ , имеет направление, параллельное плоскости контакта этой среды с активным зарядом BB (рис. 11.10, *a*). В практике такой режим нагружения наиболее просто и часто достигается использованием активных зарядов в виде листов ВВ толщиной *H*, на два порядка меньшей расстояния  $l_A$  от места инициирования детонации до сечения *A*-*A*, на котором необходимо получить требуемый НИ.

При расчетном определении параметров профиля давления на поверхности конденсированной среды, которая представляет собой собственно нагружаемую среду, непосредственно подвергаемую давлению продуктов детонации, или материал экрана, передающего давление от продуктов детонации к нагружаемой среде, обычно используют упрощенные представления о форме фронта детонационной волны и о распределении параметров состояния движения (p, u) вдоль его поверхности (рис. 11.10, б и рис. 11.10, в). Считается, что поверхность фронта, на которой давление и массовая скорость равны, соответствено, рчж и U<sub>ЧЖ</sub>, является плоскостью, ортогональной начальному положению поверхности конденсированной среды. Это позволяет достаточно просто делать расчетные оценки параметров идеализированного НИ. Уточняющие представления о реальной форме фронта детонационной волны, при которой  $\varphi \neq 90^{\circ}$  (рис. 11.10, *a*), принимают во внимание лишь для объяснения «локальных» особенностей реальных НИ и управления ими.

Схемы нагружения среды, показанные на рисунках 1.10, б и 2.10, в, дают идеализированные и упрощенные характеристики течения конденсированной среды и, строго говоря, должны обозначаться не просто «скользящая детонационная волна» (СДВ), а с конкретизирующим дополнением — «СДВ;  $\varphi = 90^\circ$ ».

Для того чтобы получить картину течения, изображенную на рис. 11.10,  $\delta$ , и найти амплитуду временного профиля давления  $p_M$ , необходимо использование теории косых ударных волн в конденсированной среде и косых волн разрежения в продуктах детонации. Эта теория позволяет получить систему уравнений для нахождения скачка



Рис. 11.10. Схема расположения активного заряда ВВ на конденсированной среде и распространения детонации в нем для реализации нагружения «скользящей» детонационной волной (*a*) и расчетные схемы для определения параметров временного профиля давления на контактной поверхности экрана (или нагружаемой среды) и нагружающего заряда с использованием теории косых волн (*б*), а также метода (*p*-*u*)- и (*t*-*x*)-диаграмм (*в*)

давления на фронте временного профиля давления на поверхности контакта конденсированной среды с продуктами детонации  $p_M$ , скорость фронта волны  $D_M$ , наклоненного относительно начального положения этой контактной поверхности под углом  $\psi_M$ , и угол поворота контактной поверхности  $\theta_M$ :

$$\begin{cases} \theta_{M} = \sqrt{\frac{n+1}{n-1}} \operatorname{arctg} \sqrt{\left(\frac{p_{\mathrm{Y}\mathbf{X}}}{p_{M}}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{n+1}{n-1}} \left[ \left(\frac{p_{\mathrm{Y}\mathbf{X}}}{p_{M}}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right],\\ \theta_{M} = \operatorname{arctg} \frac{u\sqrt{D_{\mathrm{Y}\mathbf{X}}^{2} - D_{M}^{2}}}{D_{\mathrm{Y}\mathbf{X}}^{2} - D_{M}u_{M}^{*}},\\ D_{M} = a_{KC} + b_{KC}u_{M}^{*},\\ p_{M} = \rho_{0KC}u_{M}^{*} \left(a_{KC} + b_{KC}u_{M}^{*}\right). \end{cases}$$

В этой системе уравнений  $u_M^*$  — скачок массовой скорости, который претерпевает конденсированная среда на фронте косой ударной волны, движущейся со скоростью  $D_M$  относительно среды (естественно, по направлению нормали к фронту ударной волны). Направление  $u_M^*$  совпадает с этой нормалью и, очевидно, отличается от направления, в котором движутся частицы среды на контактной поверхности.

В табл. 11.1 приведены округленные результаты расчетов давления на фронте детонационной волны и результаты решения приведенной системы уравнений при заданных значениях начальной плотности активных зарядов и скорости детонации  $D_{\rm ЧЖ}$ , рассчитанной в предположении, что n=3.

Таблица 11.1. Параметры «скользящей» детонационной волны ( $\varphi = 90^\circ$ ) высокоплотных ВВ и характеристики течения стали в косых ударных волнах, генерируемых этими детонационными волнами (рис. 11.10, б)

BB	$ ho_{01}$ , г/см <sup>3</sup>	<i>D</i> <sub>Ч-Ж</sub> , км/с	$p_{\rm ЧЖ},$ ГПа	$p_M$ , ГПа	$\varphi_M$ , град	$ heta_M$ , град
Гексоген	1,65	8,1	27	19	38	2,6
Тротил	1,54	6,8	18	14	36	2,1

В практике выполнения оценок параметров временного профиля давления  $p_M(t)$ , действующего на высокоплотные среды со сравнительно небольшой сжимаемостью, такие как сталь, медь, алюминий и даже высокоплотные BB, очень часто используют более простые оценки. Предполагается, что как только фронт детонационной волны придет в контролируемое сечение A-A (рис. 11.10, *s*), для которого необходимо оценить параметры НИ, в направлении, перпендикулярном начальному положению контактной поверхности нагружаемой среды и совпадающем с положительным направлением оси x, пойдет волна, состояние движения в которой отображается (p-u)-диаграммой УАКС (рис. 11.11) или ПКС(0) с уравнением (11.1). При этом в продукты детонации с начальным состоянием движения, изображенным точкой,



Рис. 11.11. Приближенное определение начального давления нагружения среды «скользящей» детонационной волной по пересечению (*p*-*u*)-диаграмм для ударной адиабаты конденсированной среды (УАКС) и изоэнтропы разгрузки продуктов детонации (ИРПД)

которая обозначена Г<sup>\*</sup> (или ЧЖ<sup>\*</sup>) и имеет координаты  $p = p_{\rm ЧЖ}$ , u = 0, начинает распространяться волна разрежения, обращенная в направлении, противоположном положительному направлению оси x. Параметры состояния движения, возникающие в продуктах детонации в результате распространения этой волны (обращенной «влево»), изображаются точками (p-u)-диаграммы, означенной на рис. 11.11 как ИРПД (изоэнтропа разгрузки продуктов детонации), или ЛПД(Г<sup>\*</sup>). Уравнение этой (p-u)-диаграммы имеет следующий вид:

$$p = p_{\rm YK} \left(\frac{n^2 - 1}{2n}\right)^{\frac{2n}{n-1}} \left[\frac{3n - 1}{n^2 - 1} - \frac{1}{n+1} - \frac{u}{D_{\rm YK}}\right]^{\frac{2n}{n-1}}.$$
 (11.12)

Точка пересечения M построенных (p-u)-диаграмм или решение систем уравнений (11.1), (11.10) определяют оценочные значения  $p_M$  и  $u_M$ . Так, для случая «скольжения» детонационной волны в гексогене плотностью 1,65 г/см<sup>3</sup> см. табл. 11.1) решение системы (11.1), (11.10) дает значения  $p_M = 21$  ГПа и  $u_M = 550$  м/с. Давление  $p_M$  при этом превышает значение, приведенное в табл. 11.1, ориентировочно на 10%. Значение угла  $\operatorname{arctg}(u_M/D_{\mathrm{ЧЖ}})$  получается равным 3,9° против табличного значения 2,6°.

Приведенное выше простейшее представление о течении за фронтом скользящей детонационной волны позволяет также с удовлетворительной для ориентировочных расчетов точностью оценить задержку прихода фронта волны разрежения, распространяющейся от свободной поверхности слоя активного ВВ толщиной H, на поверхность контакта продуктов детонации с нагружаемой средой  $t_M$  (рис. 11.12). Пренебрегая смещением этой контактной поверхности, движущейся со скоростью  $u_M$ , на порядок меньшей, чем скорость фронта волны разрежения (скорость звука в продуктах детонации на фронте детонационной волны равна  $D_{\rm ЧЖ} \frac{n}{n+1}$ ), получим оценку времени  $t_M$ :

$$t_M \approx \frac{H}{D_{\rm YW}} \frac{n+1}{n} \approx \frac{H}{D_{\rm YW}}.$$

На рис. 11.12 показан приблизительный вид временного профиля давления на контактной поверхности. Если расстояние от места ини-



Рис. 11.12. Приближенные (огрубленные) представления о форме временного профиля давления на поверхности нагружения конденсированной среды (*a*) и соответствующего ему затухания давления на фронте ударной волны в среде (в плоскости сечения A-A на рис. 11.10) (*б*): 1 — большие значения  $l_A/H$ ; 2 — малые значения  $l_A/H$ 

циирования детонации до участка поверхности, на котором определяется профиль давления p(t), большое относительно толщины слоя BB  $(l_A/H \ge 100)$ , то течение продуктов детонации сначала в направлении оси y, а затем в направлении, противоположном положительному направлению y, практически не влияет на изменение давления, и оно в течение времени  $t_M$  поддерживается на постоянном уровне. Если же расстояние  $l_A$  мало (ориентировочно  $l_A/H < 10$ ), то волна разрежения продуктов детонации, распространяющаяся в направлении движения фронта детонационной волны, приводит к заметному снижению давления в течение времени  $t_M$ .

Временной профиль давления p(t) на поверхности нагружаемой среды приводит к аналогичной форме зависимости давления на фронте ударной волны  $p_{\Phi}$  в среде от пути, пройденного точкой фронта ударной волны вдоль оси x (рис. 11.10, s) в рассматриваемом сечении A-A.

Расстояние  $X_{\Phi C}$ , на котором начинается интенсивное затухание давления на фронте ударной волны, определяемое в основном разлетом продуктов детонации в направлении, перпендикулярном плоскости контакта нагружаемой среды с BB, по порядку можно оценить аналогично тому, как находилось значение  $X_{\Phi 1}$ . При этом получим

$$X_{\Phi C} \approx \frac{X_{\Phi 1}}{3}.$$

На рис. 11.13 представлены экспериментально полученные результаты по затуханию давления на фронте ударной волны в алюминиевом сплаве (АМг), нагружаемом скользящей детонационной волной, которая распространяется в листовом заряде ВВ. Эти результаты, полученные с использованием листов ВВ толщиной 0,53...5,5 мм, представлены темными и светлыми кружками. Расчетные зависимости этого давления (в долях  $p_{\rm ЧЖ}$ ) от расстояния до начальной плоскости раздела ВВ и нагружаемой среды в долях толщины слоя ВВ (высота заряда ВВ) x/H, которую можно было бы получить исходя из расчетных схем, приведенных на рисунках 11.10, 6 и 1.10, e, показана сплошной линией. Она имеет в начальной части горизонтальный участок



Рис. 11.13. Результаты экспериментов по затуханию ударной волны в алюминии, нагружаемом «скользящей» детонационной волной (светлые и темные кружки, а также штриховая линия) и зависимость значений  $p_{\Phi}/p_{\rm ЧЖ}$  от x/H, прогнозируемая при использовании расчетной схемы, показанной либо на рис. 11.10,  $\delta$ , либо на рис. 11.10,  $\epsilon$  (сплошная основная линия с начальным горизонтальным участком)

с  $p_{\Phi}/p_{\Psi W} = p_M/p_{\Psi W} = \text{const.}$  Нетрудно видеть, что эта расчетная зависимость согласуется с результатами экспериментов лишь при x/H > 1. При x/H < 1 результаты, полученные расчетом с использованием схем течения, показанных на рис. 11.10, б и рис. 11.10, в, принципиально не соответствуют экспериментальным данным, отображенным в этой области темными кружками и штриховой линией. Такое несоответствие расчетных и экспериментальных результатов объясняется тем, что в действительности фронт скользящей детонационной волны у границы раздела ВВ с нагружаемой поверхностью существенно искривлен и набегает на эту границу под углом  $\varphi < 90^{\circ}$ , а не расположен ортогонально к ней, как это принято в простейших схемах, показанных на рис. 11.10, б и рис. 11.10, в. Это обстоятельство следует учитывать и относиться к расчетным оценкам параметров нагружения скользящей детонационной волной при малых значениях x/H достаточно осторожно, в отличие от тех оценок, которые получаются при расчетах для схемы «падающей детонационной волны».

Если конденсированная среда, введенная в рассмотрение при анализе действия скользящей детонационной волны, является той нагружаемой или исследуемой средой (объектом), к которой нужно приложить требуемый НИ, то давление  $p_M$  и является искомой амплитудой НИ:  $p_m = p_M$ .

Но если конденсированная среда является материалом, из которого сделан экран, расположенный между слоем BB со скользящей детонационной волной и нагружаемой средой, то для того, чтобы получить значение амплитуды HU  $p_M$ , необходимо рассмотреть отражение ударной волны, набегающей со скоростью  $D_{\rm OC}$  на поверхность приложения HU (рис. 11.14, *a*). Эта задача в настоящее время не может быть решена



Рис. 11.14. Схема течения в экране и нагружаемой среде, возникающего под действием «скользящей» детонационной волны в листовом ВВ (*a*) и влияние толщины экрана из пенопласта плотностью около 0,04 г/см<sup>3</sup> на амплитуду давления начального импульса  $p_m$  в воде (нагружаемая среда) (*б*) при характеристиках заряда ЛВВ: H = 0.5 мм,  $\rho_0 = 1.5$  г/см<sup>3</sup>,  $D_{\rm ЧЖ} = 7.8$  км/с (ЛВВ – листовое ВВ; ВО – воздух; ПД – продукты детонации; ОС – ослабитель из пористого полистирола; НС – нагружаемая среда)

с достаточной точностью приближенными аналитическими методами, особенно, по причине сильного влияния искривленности фронта скользящей детонационной волны. Однако эти методы позволяют достаточно достоверно и надежно показать, что в зависимости от начальной плотности, характеристик динамической сжимаемости и угла набегания фронта волны на нагружаемую среду экран может выполнять три функции: изоэнтропизации переднего фронта НИ, усилителя амплитуды НИ, ослабителя амплитуды НИ.

Наиболее часто экран используют для ослабления амплитуды НИ до требуемого уровня, например до давления  $p_m$ , при котором в нагружаемом заряде ВВ не происходят внутриструктурные или химические превращения. Если материал экрана-ослабителя отличается сохранением линейной зависимости  $D = a_{\rm KC} + b_{\rm KC} \cdot u_M$  вплоть до нулевых значений массовой скорости и, то для прогнозирования зависимости  $p_m(\delta/H)$ , что бывает необходимо при разработке новых экспериментов, можно с успехом применять компьютерное моделирование с использованием современных гидрокодов. Следует иметь ввиду, что эффективность ослабителя определяется не тем, на сколько снижается давление во фронте ударной волны в экране к моменту ее подхода к нагружаемой среде, а тем, насколько малым получается давление при отражении этого фронта. В практике экспериментов часто приходится иметь дело с экранами из пористых органических материалов и искать при этом наиболее эффективные варианты исполнения ослабителя. Газоплазменное состояние среды, в которое переходит пористое вещество экрана во фронте сильной ударной волны, претерпевая кроме интенсивного разогрева еще и химическое разложение, в настоящее время описывается пока недостаточно точно для того, чтобы компьютерное моделирование позволяло получить зависимости  $p_m = p_m(\delta/H)$  высокой достоверности. Поэтому эти зависимости при разработке новых экспериментов или взрывных устройств часто предпочитают получать экспериментальным образом.

Рисунок 1.14, б дает представление о влиянии толщины экрана из пенопласта (пенополистирола) с начальной плотностью около 0,04 г/см<sup>3</sup> на ослабление амплитудного значения давления НИ  $p_m$ в воде. Если нагружаемой средой является не вода, а вещество с динамической сжимаемостью, мало отличающейся от высокоплотных BB, то значения давления  $p_m$ , приведенные на рисунке для воды, следует увеличить ориентировочно в 2 раза. Заметим, что НИ с давлением  $p_m$ около 0,2 ГПа и длительностью  $t_m$  до 100 мкс не вызывают в таких высокоплотных зарядах BB как прессованный тротил, прессованный флегматизированный гексоген (за исключением крупных кристаллов тротила и особо чувствительных BB) ни изменений в микроструктуре, ни появления следов химического разложения.

При толщинах экранов-ослабителей, на порядок превышающих толщину слоя BB со скользящей детонацией, временной профиль давления на поверхности нагружаемой среды или HИ по форме уже существенно отличается от того, что показан на рис. 11.12, *а*. Эту форму в первом приближении можно считать «треугольной».

**11.1.4.** Уточнение характеристик отражения фронтов детонационных волн, набегающих на поверхности нагружаемых сред. На рис. 11.15 приведены результаты расчетов (при n = 3), проведенных А.В. Аттетковым при анализе начальных давлений, возникающих при отражении «косых» ( $0 < \varphi < 90^{\circ}$ ) фронтов детонационных волн от различных преград. Там же черными кружками изображены предельные значения давлений, которые могут возникнуть от воздействия продуктов детонации при  $\varphi = 0$  (падающая детонационная волна),  $\varphi = 90^{\circ}$  (скользящая детонационная волна) и  $\varphi = 180^{\circ}$  (уходящая детонационная волна). При  $0 \leq \varphi < 90^{\circ}$  детонационные волны называют также набегающими, а угол  $\varphi$  — углом набегания волны.

По мере увеличения угла набегания  $\varphi$  сначала происходит незначительное снижение начального давления  $p_m$ . Затем при отражении детонационной волны от достаточно малосжимаемых сред, например, от стали или меди спад значений  $p_m/p_{\rm ЧЖ}$  сменяется их небольшим увеличением, после чего волновая картина процесса отражения фронта (рис. 11.16, *a*) детонации коренным образом изменяется. Если угол набегания превысит критическое значение  $\varphi_{\rm KP}$ , то в диапазоне значений угла  $\varphi$  от  $\varphi_{\rm KP}$  до 90° возникает волновая конфигурация с так называемым маховым мостиком — фронтом детонационной волны, движущимся со скоростью  $D_{\rm MM}$  (рис. 11.16, *б*). При этом  $D_{\rm MM}$  не только больше, чем  $D_{\rm ЧЖ}$ , но и  $D_{\rm MM} > D_{\rm ЧЖ}/\sin\varphi$  (если  $\varphi > \varphi_{\rm KP}$ ). Значение



Рис. 11.15. Расчетные значения амплитуд профилей давления на поверхности раздела слоя ВВ и конденсированной среды (в долях давления на фронте детонационной волны): 1 — гексоген флегматизированный и абсолютно жесткая (несжимаемая) среда; 2 — гексоген флегматизированный и сталь; 3 — гексоген флегматизированный и сталь; 3 — гексоген флегматизированный и сталь; 5 — произвольное высокоплотное ВВ и абсолютно несжимаемая среда (расчет проведен для n = 3)

 $\varphi_{\rm KP}$  и значение  $p_m/p_{\rm ЧЖ}$ , при достижении которых происходит смена волновых конфигураций от той, что изображена на рис. 11.16, *a*, на ту, что изображена на рис. 11.16, *б*, зависят от динамической сжимаемости среды, на которую набегает детонационная волна.

Наименьшее значение  $\varphi_{\rm KP}$  реализуется при абсолютно несжимаемой среде, отражающей детонационную волну. Линия со штриховкой на рис. 11.15 является левой границей области значений  $p_m/p_{\rm HK} - \varphi$ , при которых реализуются так называемые режимы нерегулярного отражения косых детонационных волн, т.е. режимы с образованием



Рис. 11.16. Двухволновая (а) и трехволновые (б) и (в) конфигурации с маховским мостиком в продуктах детонации при отражении косых детонационных волн: ФДВ — фронт детонационной волны; ФОУВ — фронт отраженной ударной волны; ФУВ — фронт ударной волны; ПД — продукты детонации;  $D_{\rm MM}$  — скорость распространения маховского мостика-фронта пересжатой детонационной волны в высокоплотном BB

трехволновых конфигураций в продуктах детонации. Мы не приводим графиков зависимостей  $p_m/p_{\rm YWK} = \overline{p}_m(\varphi)$  в области между линией со штриховкой и вертикальной прямой, соответствующей  $\varphi = 90^{\circ}$ , так как это не входит в задачи данного издания. Заметим лишь то, что графики упомянутых зависимостей в этой области имеют максимумы, после достижения которых значения  $\overline{p}_m(\varphi)$  уменьшаются. Увеличение  $\varphi$  в конечном счете приводит к вырождению маховского мостика или маховской волны и появлению обычной двухволновой конфигурации в продуктах детонации. Волна, отраженная от сжимаемой нагружаемой среды, после вырождения маховского мостика сначала остается еще ударной ( $p_m/p_{\rm YWK} > 1$ ), но затем становится волной разрежения ( $p_m/p_{\rm WWK} < 1$ ).

Если нагружаемая среда обладает достаточно большой сжимаемостью, например как у алюминия, и тем более как у высокомолекулярных органических веществ, то во всем диапазоне углов набегания от  $0^{\circ}$ до  $90^{\circ}$  не происходит возникновения маховских волн, и конфигурация в продуктах детонации (с n = 3) остается двухволновой.

Следует иметь ввиду, что режим отражения детонационных волн от абсолютно несжимаемой преграды в действительности реализуется при набегании двух сходящихся детонационных волн на плоскость симметрии заряда BB, как это показано на рис. 11.16, *в*, на котором штрихпунктирная линия изображает либо плоскость симметрии для двух плоских фронтов детонационных волн, либо ось симметрии для детонационной волны с конической формой фронта. Заметим, что маховские мостики иногда целенаправленно создают с целью искусственного получения режимов детонации с очень высокими значениями скорости и давления детонации, недостижимыми естественным образом в существующих BB при реализации режима Чепмена–Жуге.

Зависимость  $p_m/p_{\rm ЧЖ} = \overline{p}_m(\varphi)$  в области значений от 90° до 180° (за исключением  $\varphi = 180^\circ$ ) реализуется лишь в достаточно специфичных технических устройствах, которые для широкой практики газодинамических экспериментальных исследований не представляют большого интереса. По этой причине мы их не рассматриваем.

11.2. Повышение амплитуды начального импульса при пересжатых режимах детонации, возникающих в маховских и сходящихся детонационных волнах. Если каким-либо образом создать условия, при которых продукты детонации высокоплотного заряда ВВ будут двигаться в направлении распространения детонационной волны со скоростью большей, чем скорость  $u_{\rm ЧЖ}$ , то возникнет так называемая пересжатая детонация. Скорость фронта пересжатой детонации  $D_{\rm ПР}$ будет больше, чем  $D_{\rm ЧЖ}$ . Значением отношения  $\overline{D}_{\rm ПР} = D_{\rm ПР}/D_{\rm ЧЖ}$  можно характеризовать степень пересжатия детонации. При этом на поверхности завершения выделения теплоты детонационного превращения продукты детонации будут характеризоваться:

давлением 
$$p_{\Pi P} = p_{\Psi K} \cdot \overline{D}_{\Pi P}^2 \left( 1 + \sqrt{1 - (1/\overline{D}_{\Pi P})^2} \right),$$
  
массовой скоростью  $u_{\Pi P} = u_{\Psi K} \cdot \left( 1 + \sqrt{1 - (1/\overline{D}_{\Pi P})^2} \right),$   
плотностью  $\rho_{\Pi P} = \rho_{\Psi K} \cdot n^2 \frac{1 + \sqrt{1 - (1/\overline{D}_{\Pi P})^2}/n}{n^2 - 1 + (1/\overline{D}_{\Pi P})^2},$  (11.13)

скоростью звука  $c_{\Pi \mathrm{P}} = \sqrt{n \frac{p_{\mathrm{Ч} \mathrm{H}} n}{
ho_0 \left(n+1
ight)}} imes$ 

$$\times \overline{D}_{\Pi P} \cdot \sqrt{\left(1 + \sqrt{1 - \left(1/\overline{D}_{\Pi P}\right)^2}\right) \left(1 - \sqrt{1 - \left(1/\overline{D}_{\Pi P}\right)^2}/n\right)}.$$

Пересжатую детонацию используют в некоторых экспериментах для получения НИ с давлением  $p_m$ , повышенным относительно тех значений, которые можно получить, используя падающую детонационную волну, распространяющуюся по заряду в режиме Чепмена–Жуге. При пересжатых режимах детонации уже эти, вышеприведенные, величины будут параметрами на фронте детонации (аналогичными параметрам Чепмена–Жуге), которые определяют положение (p-u)-диаграммы, с помощью которой мы находим амплитуду временного профиля давления на поверхности нагружаемой среды при падении на нее детонационного фронта. При оценке амплитуды давления на поверхности нагружения среды падающей пересжатой детонационной волной при n = 3 удобнее пользоваться следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} p = p_{\Pi P} \left( 1 - (u - u_{\Pi P}) / c_{\Pi P} \right)^3, \\ p = \rho_{0 H C} u \left( a_{H C} + b_{H C} u \right). \end{cases}$$
(11.14)

Первое выражение этой системы является одним из вариантов записи уравнения изоэнтропы продуктов пересжатой детонации при n = 3.

Пересжатые режимы детонации для генерации начальных импульсов с повышенными амплитудными значениями давлений обычно получают двумя способами.

Первый способ (рис. 11.17, *a*) заключается в создании двух детонационных фронтов, набегающих друг на друга под углом *ξ*, при котором возникает маховский мостик, распространяющийся со скоростью *D*<sub>MM</sub>. Мы ограничимся нижней оценкой значения скорости маховского мостика, считая, что

$$D_{\rm MM} = \frac{D_{\rm YW}}{\sin(\xi/2)}.$$

При этом  $\overline{D}_{\Pi P} = D_{\Pi P}/D_{YK} = D_{MM}/D_{YK}$ .



Рис. 11.17. Нагружение сред пересжатыми детонационными волнами, образованными маховским отражением фронтов (*a*) и при схождении цилиндрических или сферических фронтов (*б*): *1* — устройства генерации детонационных волн с первоначальным фронтом плоской (*a*), или сферической (*б*) форм; *2* основной нагружающий заряд ВВ; *3* — нагружаемая среда; *4* — положение фронтов детонационных волн в три момента времени

Результаты вычислений приведены на рис. 11.18 в виде зависимости  $\overline{p}_{\max} = \overline{p}_{\max}(\xi)$ , где  $\overline{p}_{\max} = p_{\Pi P}/p_{\Psi W}$  — отношение давления на фронте пересжатой детонации в маховском мостике к давлению на фронте детонации в режиме Чепмена–Жуге. При нагружении сред с динамической сжимаемостью, как у типичных высокоплотных металлов (сталь, медь, вольфрам), практически в такое же число раз  $\overline{p}_{\max}$  повышается и амплитуда НИ при падении на среду маховского мостика (по сравнению с давлением  $p_m$ , характерным для НИ при детонационной волне с параметрами Чепмена–Жуге).

Второй способ (рис. 11.17, б) повышения параметров НИ заключается в использовании при нагружении среды падающей детонационной волны со сходящимся сферическим или цилиндрическим фронтом (или проще сходящейся сферической или цилиндрической детонационных волн). Скорость фронта сходящейся детонационной волны обозначим *D*<sub>C</sub>. Специальные устройства позволяют в основном нагружающем заряде ВВ создать детонационную волну цилиндрической или сферической формы с начальным радиусом  $r_0$ , практически равным радиусу наружной поверхности заряда ВВ. При этом начальная скорость фронта детонации D<sub>C</sub> такая же, как при нормальной детонационной волне, т.е. равна D<sub>ЧЖ</sub>. По мере схождения фронта к оси заряда при цилиндрической детонационной волне или к центральной точке при сферической детонационной волне возникает пересжатая детонационная волна, давление на фронте которой выше, чем при нормальной детонации. Причиной этому является направленное к оси (или центру) движение продуктов взрыва за фронтом детонационной волны. При движении в сторону уменьшения радиуса продукты взрыва претерпевают стеснение, и их сжатие передается фронту детонационной волны. По мере уменьшения отношения радиуса поверхности сходящейся детонационной волны к начальному радиусу  $r_0$  происходит нарастающее увеличение степени пересжатия детонации  $\overline{D}_{\Pi P} = D_{C}/D_{\Psi W}$  и соответствующее

увеличение всех параметров состояния и движения на фронте детонации. В момент падения на поверхность нагружаемой среды фронт детонационной волны имеет радиус  $r_{\rm HC}$  и давление  $p_{\rm C}$ . На рис. 11.18 представлены результаты расчетов отношения давлений на фронте пересжатой и нормальной детонационной волны  $\overline{p}_{\rm CII} = p_{\rm CII}/p_{\rm ЧЖ}$ , выполненные S.Б. Зельдовичем применительно к сходящейся цилиндрической детонации с показателем политропы продуктов взрыва<math>n = 3:  $\overline{p}_{\rm CII} = p_{\rm CII}(\overline{r}_{\rm HC})$ ;  $\overline{r}_{\rm HC} = r_{\rm HC}/r_0$ .

Нарастание давления на фронте пересжатой детонации по мере уменьшения относительного радиуса схождения  $\overline{r}_{\rm HC}$  у сферических детонационных волн происходит намного интенсивнее. В качестве нижней оценки нарастания относительного давления пересжатой сферической детонационной волны  $\overline{p}_{\rm CC} = p_{\rm CC}$  ( $\overline{r}_{\rm HC}$ ) можно принять кривую с индексом «CC» на рис. 11.18.

Если нагружению подвергаются среды, по динамической сжимаемости сходные с такими металлами как сталь, медь, вольфрам, то для оценки того, во сколько раз увеличивается амплитуда давления НИ за счет эффекта сходимости детонационной волны, можно непосредственно использовать значения  $\overline{p}_{CL}$  или  $\overline{p}_{CC}$ , не прибегая к решению системы уравнений (11.14).



Рис. 11.18. Давление во фронте пересжатых детонационных волн  $\overline{p}_{MAX}$ ,  $\overline{p}_{CL}$ ,  $\overline{p}_{CC}$ (в долях давления на фронте нормальной детонации  $P_{IJK}$ ) при появлении маховского мостика (MAX), при сходящейся цилиндрической (CL) и сходящейся сферической (CC) детонационных волнах ( $\overline{r}_{HC} = r_{HC}/r_0$ , см. рис. 11.17)

Заметим, что при очень малых значениях текущих радиусов фронтов сходящихся волн относительно начального значения *r*<sub>0</sub>, нарастание пересжатия начинает происходить уже без влияния теплоты взрывчатого превращения BB, т.е. так же, как в химически инертном веществе.

Так как ударная волна, вошедшая в нагружаемую среду (рис. 11.17, б) является сходящейся, то интенсивность сжатия вещества на ее фронте также нарастает по мере уменьшения радиуса. Возможность нарастания давления на фронте сходящейся детонационной или ударной волны до очень высоких («бесконечных») давлений ограничена тем, что при очень малых радиусах фронт волны становится неустойчивым и теряет свою правильную (симметричную) форму, а процесс «схождения» фронта в осевую линию или центральную точку прекращается.

11.3. Метание ударников продуктами детонации открытых и полуоткрытых зарядов ВВ. В экспериментах процесс детонации зарядов ВВ достаточно часто используется для метания объектов взрывного нагружения как цельных тел или фрагментов, на которые они разрушаются, со скоростью, заданной по величине и направлению. При этом процесс метания в совокупности с исследованием его характеристик может использоваться как средство для изучения газодинамических характеристик продуктов детонации, ускоряющих метаемые тела. Но в настоящем разделе мы будем рассматривать метание утилитарно и упрощенно — как промежуточный элемент сложного процесса нагружения исследуемых объектов, заключающийся в разгоне ударников, которые уже после разгона непосредственно взаимодействуют с исследуемым объектом. Мы ограничимся изложением минимальной информации, которая необходима для расчетной оценки параметров устройств нагружения исследуемых объектов применительно к вновь разрабатываемым или планируемым экспериментам. При подготовке к проведению экспериментов с использованием ударников, которые метаются продуктами детонации, как правило, необходимо знать скорость метания ударника  $W_{\rm y}$ , дистанцию и время разгона, необходимые для достижения этой скорости. Также необходимо предусматривать возможность разрушения метаемого объекта на стадии разгона и знать методы предотвращения этого разрушения.

Перед изложением конкретных сведений рассмотрим в общих чертах метание ударника в виде пластины продуктами детонации высокоплотного ВВ при условиях достаточно распространенной схемы эксперимента (рис. 11.19). На этом рисунке сплошной линией показано изменение во времени скорости W свободной поверхности стальной пластины толщиной 1 мм, регистрируемое с помощью лазерного интерферометра (регистрация предоставлена А.В. Уткиным). Причиной «пульсирующего характера» этой линии являются многократные отражения волн от обеих плоских поверхностей ударника, аналогичные тем, что были рассмотрены в п.4 § 3 (рис. 3.12).

Спустя время, равное четырем-пяти двойным волнопробегам (5 ×  $\times 2\delta_{0y}/a_y$ ) по толщине метаемой пластины, график зависимости W(t) становится сравнительно гладким. На этой заключительной стадии ускорения свободной поверхности зависимость W(t) может воспроизводиться при математическом моделировании движения пластины под действием давления продуктов детонации в предположении ее абсолютной несжимаемости. Штриховой линией показана зависимость от времени скорости движения центра масс абсолютно несжимаемой модели метаемой (в вакуумное пространство) пластины. При таком математическом моделировании разгона пластины в качестве ее единственной характеристики можно принять отношение массы к площади



Рис. 11.19. Динамика скорости свободной поверхности ударника, метаемого продуктами детонации цилиндрического заряда флегматизированного гексогена плотностью 1,65 г/см<sup>3</sup> (а) и схема устройства, реализующего это метание и регистрацию его скорости (б): 1 — электродетонатор; 2 — заряд флегматизированного гексогена; 3 — церезиновая линза для инициирования плоского фронта детонационной волны в метательном заряде; 4 — метательный заряд из бризантного BB; 5 — метаемая пластина-ударник; 6 — падающий и отраженный лучи лазерного интерферометра

поверхности одной стороны пластины, на которую давят продукты детонации. Значение этой характеристики определяется произведением начальных плотности и толщины пластины-ударника  $\rho_{0y}\delta_{0y}$ . На поздней стадии разгона пластины зависимость W(t) и значение скорости  $W^{\beta}_{\infty}$ , к которому приближается асимптотически расчетная скорость, при прочих равных условиях зависят от отношения масс заряда BB  $m_{\rm BB}$  и ударника  $m_{\rm Y}$ , «приходящихся» на их общую поверхность контакта. Это отношение называется коэффициентом нагрузки  $\beta$ . В случае заряда BB плотностью  $\rho_0$  в виде слоя толщиной H, как это показано на рис. 11.19,  $\delta$ , и ударника в виде пластины толщиной  $\delta_{0y}$  из материала плотностью  $\rho_{0y}$ , термин «приходящийся» можно конкретизировать (независимо от соотношения диаметров заряда и пластины), записав:

$$\beta = \frac{m_{\rm BB}}{m_{\rm Y}} = \frac{\rho_0 H}{\rho_{\rm 0Y} \delta_{\rm 0Y}}.$$
(11.15)

На практике при разработке нового эксперимента, как правило, важнее знать не асимптотическое значение расчетной скорости ударника  $W^{\beta}_{\infty}$ , а «конечную» скорость ударника  $W_{y}$ , а также дистанцию (путь) и время ее достижения:  $x_{W_{y}}$  и  $t_{W_{y}}$  соответственно. Если при разработке или планировании эксперимента известна только расчетным образом полученная зависимость W(t), то за время  $t_{W_{y}}$  достижения «конечной» скорости принимают такое, при котором расчетная скорость составляет

6 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

161

95% от  $W^{\beta}_{\infty}$ . По найденному таким образом значению  $t_{W_y}$  находят  $x_{W_y}$ :

$$x_{W_{\mathcal{Y}}} = \int_{0}^{t_{W_{\mathcal{Y}}}} W(t) \, dt.$$

При такой оценке характеристик разгона ударника ( $W_y$ ,  $t_{W_y}$ ,  $x_{W_y}$ ) мы фактически предполагаем, что реальная «конечная» скорость метания  $W_y$  на 5% меньше возможного теоретического асимптотического значения скорости метания (в вакууме) по причине сопротивления воздуха (в дальнейшем мы не будем брать слово «конечная» в кавычки).

Расчетную зависимость W(t) на поздней стадии разгона обычно получают используя при описании движения ударника второй закон Ньютона, а асимптотическое значение скорости  $W^{\beta}_{\infty}$  находят, используя закон сохранения энергии, который записывают, вводя некоторые упрощающие предположения. Пример такого упрошенного описания метания продуктами детонации будет приведен позже, в п. 4 § 11.

На вид зависимости W(t) при различных  $\beta$  и на вид зависимости конечной скорости метания ударника от коэффициента нагрузки  $W_y(\beta)$  существенно влияет так называемая схема метания. Схема метания определяет взаимное расположение метаемой пластины-ударника и заряда BB, направленность детонационной волны в нем, а также наличие и расположение дополнительных элементов, которые влияют на интенсивность и направление разлета продуктов детонации, которое отлично от такового у ударника. Среди множества типов схем метания и их разновидностей (модификаций) мы выделим три, которые аналогично рассмотрению HИ, назовем схемами метания падающей, уходящей и скользящей детонационными волнами. На рис. 11.20 представлены простейшие варианты этих схем метания вместе с ориентировочным расположением мишени, подвергаемой плоскопараллельному воздействию ударника.

Из приведенных схем первая (ПДВ) отличается тем, что дает возможность достижения наибольших скоростей метания (относительно других схем) с целью последующего соударения для получения наиболее интенсивных плоскосимметричных течений в исследуемом материале-мишени. При этом используются мощные высокоплотные BB, а оболочки для сдерживания бокового разлета продуктов детонации, позволяющие несколько увеличить скорость метания, используются однократно, вследствие их чрезмерного деформирования и разрушения от взрыва метающего заряда BB.

Схема метания (рис. 11.20, б) продуктами детонации уходящей детонационной волны (УДВ) отличается среди приведенных на рис. 11.20 тем, что обеспечивает возможность достижения «умеренных» (достигающих около 1000 м/с) скоростей ударников при минимальной интенсивности ударно-волнового воздействия на них на начальной стадии нагружения и разгона. При этом также минимально давление продуктов детонации вблизи ударника в начальной стадии его разгона.



Рис. 11.20. Схемы метания продуктами детонации зарядов ВВ с высотой *Н* ударников толщиной  $\delta_{y}$  с целью достижения последующего плоскосимметричного соударения с мишенью (М): *а* — схема «падающей» детонационной волны (ПДВ); *б* — схема «уходящей» детонационной волны (УДВ); *в* — схема «скользящей» детонационной волны (СДВ)

Оболочки, расположенные по боковой поверхности зарядов с плотностью, пониженной до 0,3...1,0 г/см<sup>3</sup> с целью существенного снижения давления продуктов детонации, в отличие от схемы ПДВ с обычными высокоплотными зарядами, уже могут использоваться многократно, обеспечивая условия плоскосимметричности течения продуктов детонации и материала ударника при достаточно больших временах и дистанциях разгона ударников.

Схема метания (рис. 11.20, *в*) продуктами детонации скользящей детонационной волны (СДВ) используется обычно в тех случаях, когда надо получить «умеренно высокие» (в диапазоне, ориентировочно, от 0,2 до 2 км/с) скорости ударников в экспериментах, для которых не требуется очень высокая степень плоскосимметричности соударения с мишенью. В отличие от предыдущих схем ПДВ и УДВ, метательное действие в случае скользящей детонационной волны характеризуется не только скоростью метания и дистанцией, на которой эта скорость достигается, но и углом поворота пластины в процессе метания. Далее будут приведены формулы, которыми можно пользоваться при оценке параметров схемы эксперимента, который разрабатывается вновь или который планируется провести в несколько измененных, новых условиях. Методы вывода этих формул уже не являются обязательным предметом изучения в экспериментальной газодинамике.

**11.3.1.** Метание падающей детонационной волной. Скорость метания ударника с достаточной степенью точности для разработки или планирования впервом приближении нового эксперимента может быть рассчитана по формуле, полученной Е.И. Забабахиным в предположении, что давление p и плотность  $\rho$  продуктов детонации связаны «кубической» зависимостью  $p = A\rho^3$  (A — константа, определяемая

6\*

параметрами детонации при n = 3). Мы запишем эту формулу в виде

$$W_{\rm y} = D_{\rm YW} \left[ 1 + \frac{27}{16} \frac{1}{\beta} - \sqrt{\left(1 + \frac{27}{16} \frac{1}{\beta}\right)^2 - 1} \right].$$
(11.16)

Эта формула получена в предположении плоскосимметричности течения, которое могло бы наблюдаться в случае абсолютно недеформируемой оболочки, в которую заключен метательный заряд BB (правая часть рис. 11.20, *a*). Если оболочка на боковой поверхности заряда высотой *H* и радиусом  $R_3$  отсутствует, то более точные результаты дает расчет, при котором в формуле вместо  $\beta$  подставляется его эффективное значение

$$\beta_{\Theta\Phi} = \frac{R_3}{R_3 + H} \beta.$$
(11.17)

Это значение  $\beta_{\Theta\Phi}$  учитывает то, что в отсутствие оболочки на боковой поверхности заряда часть продуктов детонации, беспрепятственно разлетаясь в радиальном направлении, непосредственно не передает своей энергии метаемой пластине.

Для того чтобы получить выражение для времени  $t_{W_y}$  разгона ударника до скорости  $W_y$ , а затем и выражение для дистанции разгона  $x_{W_y}$ 



Рис. 11.21. Зависимости от коэффициентов нагрузки  $\beta$  коэффициентов  $K_{W_y}$  и  $K_{t_y}$ , определяющих дистанцию и время разгона пластины до конечной скорости метания  $W_y$ 

до этой скорости, введем масштаб времени  $au_{W_{v}}$  для рассматриваемого взрывного процесса и будем измерять длительность процесса или его стадий в этих масштабных единицах  $au_{W_v}$ . Если метаемый ударник рассматривается как абсолютно жесткое, несжимаемое тело, то в качестве такой масштабной единицы времени обычно выбирают  $au_{W_{\rm V}} = H/D_{\rm YK}$ . Это позволяет описать зависимости значений пути разгона пластины  $x_{W_{\mathbb{Y}}} = \int\limits^{t_{\mathbb{W}^{\mathbb{Y}}}} W(t) \, dt$  и времени разгона  $t_{W_y}$  до скорости  $W_y$  от самого значения  $W_y$ , следующие из анализа результатов математического моделирования динамики движения ударника, следующими приближенно обобщающими формулами:

$$x_{W_{y}} \approx W_{y} \left(\beta\right) \cdot \left(H/D_{\mathrm{Y}\mathrm{K}}\right) \cdot K_{W_{y}} \left(\beta\right), (11.18)$$
  
$$t_{W_{y}} \approx \left(H/D_{\mathrm{Y}\mathrm{K}}\right) \cdot K_{t_{y}} \left(\beta\right). \qquad (11.19)$$

Зависимости значений безразмерных коэффициентов  $K_{W_y}$  и  $K_{t_y}$  от  $\beta$  ориентировочно показаны на рис. 11.21. Если с учетом определения коэффициента нагрузки  $\beta$  в формуле для  $x_{W_y}$  заменить H на

 $\beta \delta_{0y} \rho_{0y} / \rho_0$ , то для оценки дистанции разгона ударника до скорости  $W_y = W_y(\beta)$  получим окончательные выражения:

$$x_{W_{\mathcal{Y}}} \approx (W_{\mathcal{Y}}/D_{\mathcal{Y}\mathcal{K}}) \beta \cdot K_{W_{\mathcal{Y}}} (\beta) \delta_{0\mathcal{Y}} (\rho_{0\mathcal{Y}}/\rho_{0}), t_{W_{\mathcal{Y}}} \approx (\delta_{\mathcal{Y}}/D_{\mathcal{Y}\mathcal{K}}) \beta \cdot K_{t_{\mathcal{Y}}} (\beta) \delta_{0\mathcal{Y}} (\rho_{0\mathcal{Y}}/\rho_{0}).$$
(11.20)

11.3.2. Метание уходящей детонационной волной. Процесс разгона ударника продуктами уходящей детонационной волны характеризуется наличием двух стадий. Длительность первой, начальной стадии  $t^*_{W_V}$  складывается из времени движения фронта детонационной волны до свободной поверхности торца заряда ВВ (противоположного метаемой пластине) и последующего времени возвращения головной характеристики возникшей отраженной волны разрежения на метаемую пластину (рис. 11.20,  $\delta$ ). За это время  $t^*_{W_V}$  ударник (пластина) пройдет дистанцию  $x^*_{W_v}$  и достигнет скорости  $\dot{W}^*_y$ . Во второй стадии разгона, при  $t > t^*_{W_y}$ , пластина движется под действием давления продуктов детонации, которые уже вовлечены волной разрежения со стороны свободной поверхности, и их разлет происходит не только в сторону метания ударника, но и против движения ударника. На этой стадии набор скорости ударником замедляется, и расчетная скорость ударника асимптотически приближается к предельному значению  $W^{\beta}_{\infty}$ , которое превышает значение  $W_v^*$  ориентировочно на 30%, если заряд ВВ достаточно низкоплотный ( $\rho_0 < 0.6 \ r/cm^3$ ).

Мы ограничимся сведениями о характеристиках процесса разгона пластины в конце первой стадии:

$$t_{W_{\mathcal{Y}}}^{*} = \tau^{*} \left\{ \left[ 1 + \beta \left( \frac{2n}{n+1} \right)^{\frac{1-3n}{2(n-1)}} \right]^{2} - 1 \right\},$$
(11.21)

$$x_{WY}^{*} = D_{\Psi K} \tau^{*} \left\{ \frac{1}{2} - \frac{1}{n-1} \left[ 1 + \beta \left( \frac{2n}{n+1} \right)^{\frac{1-3n}{2(n-1)}} \right]^{2} \right\} \times \left\{ 1 - \frac{n+1}{2} \left[ 1 + \beta \left( \frac{2n}{n+1} \right)^{\frac{1-3n}{2(n-1)}} \right]^{\frac{2(1-n)}{n+1}} \right\}, \quad (11.22)$$

$$W_{\rm y}^* = \frac{D_{\rm q_{\rm W}}}{n-1} \left\{ 1 - \left[ 1 + \beta \left( \frac{2n}{n+1} \right)^{\frac{1-3n}{2(n-1)}} \right]^{\frac{2(1-n)}{n+1}} \right\},\tag{11.23}$$

$$\tau^* = \frac{1}{\beta} \frac{H}{D_{\rm YK}} \left(\frac{2n}{n+1}\right)^{\frac{2n}{n-1}}.$$
 (11.24)

Точное значение  $W_{\infty}^{\beta}$ , а следовательно значение скорости ударника, принимаемое за конечную скорость метания  $W_{\rm Y} = 0.95 \, W_{\infty}^{\beta}$ , могут быть рассчитаны аналитически лишь для высокоплотных BB, продукты детонации которых характеризуются значением n = 3. Мы не будем рассматривать технические задачи, связанные с использованием этой схемы метания высокоплотными зарядами.

Для зарядов пониженной плотности, продукты детонации которых характеризуются значениями n < 3, при оценке скорости метания ударника будем использовать приближенное выражение

$$W_{\rm y} = 1.3 \, W_{\rm y}^*. \tag{11.25}$$

При этом для времени и дистанции разгона ударника до скорости  $W_y$  приходится использовать существенно заниженные оценки:

$$t_{W_{Y}} \approx t_{W_{Y}}^{*}$$
 и  $x_{W_{Y}} \approx x_{W_{Y}}^{*}$ . (11.26)

11.3.3. Метание скользящей детонационной волной. Ha рис. 11.22 представлено изображение пластины-ударника, заряда ВВ и продуктов его детонации в момент времени  $t_{W_{Y}}$  после того, как фронт детонационной волны «проскользнув» точку A<sub>0</sub> на контактной поверхности ударника, переместился на расстояние, равное  $D_{\Psi \mathcal{K}} t_{W_{V}}$  и пришел в точку F. За это время  $t_{W_v}$  частица ударника переместилась из точки A<sub>0</sub> в точку A и приобрела под действием продуктов детонации конечную скорость метания Wy. Частицы ударника слева от точки A, например, в точке *B*, в случае достаточно протяженных ударника и слоя BB имеют ту же скорость  $W_y$ , а часть ударника слева от точки А снова имеет форму неискривленной плоской пластины, но уже наклоненной к своему первоначальному положению, показанному штриховыми линиями, под углом  $\theta$ . Скорость  $W_y$  частиц ударника на этом участке направлена не по нормали  $\overline{n}$  к ее поверхности, а под углом  $\theta/2$  к этой нормали или под тем же углом  $\theta/2$  к нормали для первоначального положения контактной поверхности ударника. Угол



Рис. 11.22. Схема разгона пластины-ударника продуктами «скользящей» детонационной волны

поворота пластины-ударника  $\theta$  связан со скоростью «скользящего» фронта детонационной волны  $D_{\rm YW}$  и конечной скоростью  $W_{\rm Y}$  соотношением

$$\theta = 2 \arcsin \left( W_y / 2D_{YW} \right) \approx \arcsin \left( W_y / D_{YW} \right).$$
 (11.27)

При малых значениях углов  $\theta$ , когда  $\theta/2 < 15^{\circ}$ , с погрешностью не более 5% можно считать, что разгон пластины до конечной скорости  $W_y$  происходит на дистанции  $x_{W_y}$ , как это показано на рисунке. При этом материал пластины претерпевает в течение времени разгона  $t_{W_y}$ изгибание на участке длиной, равной AF.

На стадии разработки или планирования экспериментов скорость метания *W*<sub>У</sub> рассчитывают по следующим формулам:

$$\begin{split} W_{\rm y} &= D_{\rm YK} \cdot 0.29\,\beta & \text{при } \beta < 0.3, \quad (11.28) \\ W_{\rm y} &= D_{\rm YK} \cdot \frac{0.65\,\beta}{2+\beta} & \text{при } 0.3 < \beta < 3.5, \\ (11.29) \end{split}$$

$$W_{\rm Y} = D_{\rm YK} \cdot \frac{\left(1+1,18\,\beta\right)^{0.5}-1}{\left(1+1,18\beta\right)^{0.5}+1} \left(1,07\dots1,2
ight)$$
 при  $\beta > 3,5.$  (11.30)

При оценке времени  $t_{W_y}$  и дистанции разгона  $x_{W_y}$  можно использовать те же приблизительные выражения (11.18)–(11.20), подставляя в них значения  $W_y$ , вычисленные по (11.28)–(11.30).

11.3.4. Откольные явления при метании ударников продуктами детонации. Примеры анализа волновых процессов с использованием метода (p-u)- и (t-x)-диаграмм, рассмотренные в гл. 3, дают основание для того, чтобы по виду начальной части экспериментально полученной зависимости W(t) на рис. 11.19 сделать следующее заключение. Падение скорости свободной поверхности пластины в течение приблизительно 250 нс после первого ее скачкообразного увеличения свидетельствует о том, что за фронтом ударной волны, вошедшей в пластину со стороны продуктов детонации, следует достаточно интенсивная волна разрежения, вызванная разлетом продуктов детонации за фронтом падающей детонационной волны. Поэтому центрированная волна разрежения в пластине, возникшая при выходе на ее свободную поверхность фронта ударной волны и распространяющаяся в сторону продуктов детонации, проникает в область материала пластины, подвергаемую действию встречной волны разрежения. Взаимодействие встречных волн разрежения, как показано в параграфе 3.2 (рис. 3.3), может привести к возникновению откола внутри пластины. При метании прочных металлических пластин зарядами ВВ с очень большими значениями коэффициента нагрузки  $\beta$  даже в случае падающей детонационной волны откол может не возникать. Но при малых значениях  $\beta$  откол, как правило, возникает. Однако он может сопровождаться последующим схлопыванием появившейся откольной полости под действием продуктов детонации, еще продолжающих набегать на поверхность контакта с материалом пластины. При очень малых значениях  $\beta$  (малых толщинах H слоев BB или высотах зарядов BB) откольная полость уже не захлопывается и метаемая пластина расслаивается на две части, что будет сказываться на форме HU, который возникнет при взаимодействии ударника с мишенью. Откольные явления могут сопровождать метание металлических ударников не только в схемах с ПДВ, но и в схемах со скользящей детонационной волной, особенно, если ударник сделан из сравнительно малопрочного материала такого, как алюминий или некоторые его сплавы, а слой детонирующего BB тонкий и имеет большую плотность (приблизительно 1,5 г/см<sup>3</sup>).

При метании ударников продуктами детонации уходящей детонационной волны низкоплотных BB, заключенных в оболочки, как это показано на рис. 11.20, отколов не наблюдается, даже если ударники сделаны из таких малопрочных материалов как текстолит, стеклотекстолит, фторопласт. Откольные явления предотвращаются в дюралюминиевых ударниках при метании их скользящей детонационной волной, если заряд BB является низкоплотным. В случае необходимости использования при метании ПДВ и СДВ высокоплотных зарядов откольные явления предотвращают установкой между метаемым ударником и зарядом BB прокладок толщиной 1...5 мм из люсита (листового электроизоляционного материала — метилметакрилата), ПММА, пенопласта, сукна или просто воздушной прослойки. При этом коэффициент нагрузки вычисляется с учетом добавки к ударнику массы прокладки. Такие демпфирующие прокладки вызывают также сглаживание формы зависимостей W(t).

**11.4. Оценка метательного действия зарядов ВВ в закрытых ствольных устройствах.** В некоторых обстоятельствах экспериментаторы бывают вынуждены разрабатывать и изготавливать оригинальные конструкции для метания ударников, несколько более сложные по устройству в сравнении с устройствами, выполненными по схемам, показанным на рисунках 11.19 и 11.20. Но эти усложнения должны быть минимальными.

На начальном этапе разработки таких устройств метания возникает необходимость выполнения простейших оценок возможностей их функционирования и оценки путей и способов достижения улучшенных характеристик функционирования.

В качестве примера таких конструкций и приближенных расчетных способов оценки их функционирования можно рассмотреть некоторые баллистические или ствольные устройства с закрытыми зарядами ВВ или с энергонасыщенными массами газообразного рабочего тела (рабочего газа) и простые модели их действия.

На рис. 11.23, *а* показана схема простейшего устройства для метания массивного цилиндрического ударника расширяющимся рабочим газом, который в момент начала ускорения (разгона) ударника *t* = 0



Рис. 11.23. Схемы простейших устройств ствольного метания ударников с «закрытой»энергонасыщенной массой рабочего газа (*a*) и с закрытым зарядом детонирующегонизкоплотного ВВ (*б*): 1 — корпус компрессионной камеры длиной  $x_{\rm H}$ ; 2 — ствольная часть устройства; 3 — ударник; 4 — мишень; 5 — стяжные «полукольца»; 6 — поддон

находился в части устройства, названной нами компрессионной каморой, предположительно в состоянии покоя при некотором повышенном начальном давлении  $p_{\rm H}$ . Обозначим массу этого рабочего газа  $m_{\rm P\Gamma}$ , его удельную внутреннюю энергию при равновесном давлении  $p_{\rm H}$  в момент t = 0 как  $e_{\rm H}$ , массу ударника —  $m_{\rm Y}$ , площадь поперечного сечения канала —  $S_{\rm Y}$ .

В произвольный момент времени t > 0 после начала разгона ударника его скорость в момент прохождения точки с координатой x обозначим  $W_x$ , удельную внутреннюю энергию рабочего газа, равномерно распределенного по объему ствола от дна компрессионной каморы до нижнего торца метаемого ударника и имеющего однородную по объему плотность  $\rho_x = m_{\rm P\Gamma}/(xS_{\rm y})$ , обозначим как  $e_x$ .

Если пренебречь потерями энергии на трение ударника о ствол и при теплопередаче от рабочего газа к стволу, а также работой по преодолению сопротивления воздуха, который может находиться в канале ствола, то уравнение сохранения энергии можно записать в виде

$$m_{\rm P\Gamma}e_{\rm H} = m_{\rm P\Gamma}e_x + E_k + m_{\rm y}W_x^2/2,$$

где  $E_k$  — кинетическая энергия частиц рабочего газа, скорость движения которых вдоль оси x распределена так, что на дне компрессионной каморы она равна, очевидно, нулю, а у нижнего торца ударника —  $W_x$ .

Если для упрощения анализа предположить линейность распределения скорости частиц рабочего газа вдоль оси *x* и однородность его плотности, то получим

$$E_k = m_{\rm PF} W_x^2/6.$$

Для упрощения будем считать, что расширение рабочего газа при метании ударника происходит изоэнтропически, а его параметры состояния подчиняются уравнению состояния газа с постоянным коволюмом  $v_k$ (объемом сфер вокруг молекул газа массой 1 кг, недоступным для их сближения):

$$e_x = \frac{p\left(v_{\rm P\Gamma} - v_k\right)}{k_{\rm P\Gamma} - 1},$$

где  $v_{\rm PF}$  — удельный объем рабочего газа;  $k_{\rm PF}$  — отношение удельных теплоемкостей  $C_p/C_V$  при постоянном объеме и давлении.

Из допущения изоэнтропичности расширения рабочего газа имеем

$$e_{x} = e_{\rm H} \left[ (v_{\rm H} - v_{k}) (v_{x} - v_{k}) \right]^{k_{\rm PF} - 1} v_{\rm H} = S x_{\rm H} / m_{\rm PF}, \quad v_{x} = S x / m_{\rm PF}.$$

Если массу рабочего газа  $m_{\rm P\Gamma}$  выразить через его начальную плотность  $\rho_{\rm H}$  (при t = 0) и ввести в рассмотрение коэффициент нагрузки  $\beta = m_{\rm P\Gamma}/m_{\rm Y}$ , то из уравнения сохранения энергии с учетом сделанных упрощений можно получить выражение для нахождения зависимости скорости ударника  $W_x$  от пройденного им пути  $(x - x_{\rm H})$ :

$$W_{x} = \sqrt{e_{\rm H}} \sqrt{\frac{3\beta}{3+\beta}} \sqrt{1 - \left(\frac{1 - v_{k}\rho_{\rm H}}{x/x_{\rm H} - v_{k}\rho_{\rm H}}\right)^{k_{\rm PF} - 1}}.$$
 (11.31)

Максимально возможное значение  $(x - x_{\rm H})$  можно принять равным длине ствольной части устройства за вычетом половины длины ударника.

Произведение первых двух сомножителей определяет предельную скорость метания  $W_{\infty}^{\beta}$ , а третий сомножитель отражает влияние на реализуемую скорость ударника его пути разгона, равного  $(x - x_{\rm H})$  (рис. 11.24).

Давление рабочего газа в начале разгона ударника (при t = 0) определяется соотношением

$$p_{\rm H} = e_{\rm H}\rho_{\rm H} \left(k_{\rm P\Gamma} - 1\right) / \left(1 - v_k \rho_{\rm H}\right). \tag{11.32}$$

Обычно для расчетных оценок  $W_y$  и  $p_H$  используют выражения, полученные модификацией или конкретизацией зависимостей (11.31)

Рис. 11.24. Влияние пути разгона ударника (в долях длины компрессионной камеры)  $x/x_{\rm H} - 1$  на его скорость (в долях предельной скорости метания)  $W_x/W_{\infty}^{\beta}$  (значения  $k_{\rm P\Gamma} = 3$  и  $k_{\rm P\Gamma} = 2$ , строго говоря, являются уже не отношениями удельных теплоемкостей  $C_p$  и  $C_V$ , а значениями показателя изоэнтропы n продуктов детонации конденсированных BB, который отображает соотношения холодной и

тепловой составляющих давления)



и (11.32). Вид модифицированных формул соответствует тому, каким образом появляется в компрессионной каморе рабочий газ и возникают начальные значения его параметров состояния  $\rho_{\rm H}$  и  $e_{\rm H}$ .

Далее будут рассмотрены основные варианты модификации формул (11.31) и (11.32) применительно к задачам метания ударников продуктами детонации или быстрого сгорания ВВ. Применение формул (11.31) и (11.32) для анализа метания ударника сжатым воздухом или другим газом будет рассмотрено в следующем разделе.

11.4.1. Метание ударника расширенными продуктами детонации низкоплотных зарядов ВВ. При необходимости достижения высокой плоскопараллельности ударно-волнового нагружения мишени используют цилиндрические ударники с высотой  $\delta_{\rm Y}$ , превышающей их диаметр (или, по крайней мере, равной диаметру канала ствола). При этом мишень располагают таким образом, чтобы ударник в момент начала контакта с ней оставался приблизительно на половину своей высоты в стволе. Этим достигается существенное снижение возможных перекосов ударника и одновременно минимизация повреждений ствола у дульного среза вследствие радиального течения материала ударника, вызванного его ударом о мишень. Для того чтобы добиться высокой воспроизводимости скорости метания ударника от опыта к опыту, используют детонацию низкоплотных зарядов ВВ, которые лишь частично заполняют компрессионную камеру устройства (рис. 11.23, б). Это необходимо для снижения радиальных деформаций ударника (точнее говоря, радиальных напряжений в окрестности поверхности контакта ударника и ствола), вызываемых ударом продуктов детонации о нижний его торец, и для минимизации повреждений поверхности канала ствола в окрестности начального месторасположения ударника. Появление повреждений обусловлено сильным трением ствола об ударник, если в последнем возникают большие радиальные напряжения.

Заряд ВВ обычно засыпают на диск низкоплотного пенопласта на дне компрессионной камеры, так что между ВВ и метаемым ударником остается большой зазор. Этим предотвращается появление чрезмерно высоких давлений в окрестности торца ударника, возникающих при ударном торможении продуктов детонации, которую инициируют в заряде со стороны дна взрывной каморы.

Время превращения BB в продукты детонации и заполнение ими объема компрессионной каморы несоизмеримо меньше, чем время существенного смещения массивного ударника. На этом основании введем допущение о том, что при t = 0 начальная плотность рабочего газа связана с плотностью заряда BB  $\rho_0$ , его высотой H и длиной компрессионной каморы соотношением

$$\rho_{\rm H} = \rho_0 H / x_{\rm H},\tag{11.33}$$

а начальная удельная энергия рабочего газа  $e_{\rm H}$  равна удельной теплоте взрывного превращения BB в рабочий газ.

Если для изготовления заряда используется ВВ, относящееся к так называемым «идеальным ВВ» (например, гексоген), то удельную теплоту взрывного превращения можно принять равной удельной теплоте реакции, протекающей и завершающейся во фронте детонационной волны, —  $Q_{\rm YK}$ . Эта удельная теплота детонационного превращения у низкоплотных ВВ связана со скоростью детонации  $D_{\rm YK}$  и показателем изоэнтропы продуктов детонации n соотношением, которое позволяет записать:

$$e_{\rm H} = Q_{\rm YK} = D_{\rm YK}^2 / \left( 2 \left( n^2 - 1 \right) \right).$$

При плотностях заряда около 0,3...0,4 г/см<sup>3</sup> n = 1,7...1,8.

При значительном расширении продуктов детонации в процессе метания ударника значение *n* уменьшается, приближаясь к значениям  $k_{\rm PF}$  для газов при давлениях, допускающих уравнение состояния с постоянным коволюмом. У газов с одноатомными, двухатомными и трехатомными молекулами показатели изоэнтропы  $k_{\rm PF}$  равны 1,66; 1,4 и 1,33 соответственно.

При необходимости делать осторожные, пессимистические оценки разрабатываемого устройства с учетом сделанных замечаний предпочтительнее пользоваться выражениями для нижней оценки скорости метания  $W_y$  и для верхней оценки максимального начального давления, действующего у торца ударника  $p_H$ :

$$W_{\rm y} = \frac{D_{\rm HK}}{\sqrt{2(n^2 - 1)}} \sqrt{\frac{3\beta}{3 + \beta}} \sqrt{1 - \left(\frac{1 - v_{\rm K}\rho_0 H/x_{\rm H}}{x/x_{\rm H} - v_{\rm K}\rho_0 H/x_{\rm H}}\right)^{k_{\rm PF} - 1}}, \quad (11.34)$$

$$p_{\rm H} = \frac{1}{2} \frac{\rho_0 D_{\rm UK}^2}{n+1} \frac{H}{x_{\rm H}} \frac{1}{1 - v_{\rm K} \rho_0 H/x_{\rm H}},$$

$$x_{\rm H} < x \leqslant l_{\rm ctb} - \delta_{\rm y}/2,$$
(11.35)

где l<sub>ств</sub> — длина ствольной части устройства метания.

Для зарядов на основе гексогена, имеющих плотности около 0,3 г/см<sup>3</sup>, при нахождении нижней оценки  $W_y$ , как правило, можно

использовать еще одно упрощение, полагая  $v_{\rm K} = 0$  (что не следует делать, вычисляя  $p_{\rm H}$ ), а  $k_{\rm PF}$  принимая равным n.

Следует иметь ввиду, что существуют вещества, относящиеся к так называемым «неидеальным BB», у которых после того, как в детонационном фронте выделится удельная теплота детонационного превращения  $Q_{4}$ , происходит дореагирование образовавшихся продуктов детонации с выделением добавочной удельной теплоты взрыва  $\Delta Q$ , которое, однако, уже практически не влияет на скорость детонации. Для таких BB при вычислении  $W_y$  в первом приближении можно использовать формулу (11.33), но увеличив в ней сомножитель  $D_{4}/\sqrt{2(n^2-1)}$  в  $\sqrt{1+\Delta Q}/D_{4}$  раз, так как скорость метания ударника естественным образом скорее связана с запасом энергии в продуктах взрыва, чем со скоростью детонации, которая приводит к их образованию. Скорость детонации обуславливается только частью полной энергии, выделяемой из BB при образовании конечных продуктов взрывной реакции.

11.4.2. Метание ударников зарядами «быстросгорающих» ВВ. Метание ударников продуктами сгорания зарядов из штатных, промышленным образом выпускаемых порохов, обычно производится с использованием экспериментальных устройств, создаваемых на основе артиллерийских орудий. При этом обеспечиваются условия форсирования горения пороха в начальной его стадии. Форсирование горения заключается в специальном повышении давления в каморе порохового заряда к моменту страгивания снаряда в канале ствола до таких значений, что скорость газоприхода от горящего пороха становиться достаточной для дальнейшего поддержания высокого давления, несмотря на начавшееся движение ударника. Высокие давления при горении пороха необходимы для того, чтобы протекали именно те реакции дореагирования начальных продуктов разложения пороха, которые дают максимальный удельный тепловой эффект и тем самым способствуют предельному увеличению удельной внутренней энергии образующегося рабочего газа. Подробное ознакомление с конструкцией и функционированием артиллерийских устройств не является предметом обязательного изучения в нашей дисциплине, так как эти устройства используются при нагружении исследуемых объектов практически в штатных, строго регламентированных режимах функционирования, которые экспериментаторы обычно уже не изменяют.

Но в некоторых экспериментах бывает возможно (а иногда и необходимо) использование не дорогих штатных артиллерийских орудий (или их основных узлов), а устройств простейшего исполнения по схеме, показанной на рис. 11.23, *a*, если применять заряды веществ, которые мы назовем «быстросгорающими BB». К таковым можно отнести заряды из черного дымного пороха, не переуплотненные пиротехнические смеси на основе окислителя-перхлората аммония, либо мелкозернистые бездымные пороха, воспламеняемые специальным взрывным или ударно-волновым способом. Сгорание этих BB с достаточно полным выделением удельной теплоты взрыва достигается без использования специальных устройств форсирования.

В отсутствии детонационных процессов продукты горения образуются при давлениях, практически не превышающих одного гигапаскаля (1000 МПа). Их состояние для задач внутренней баллистики традиционно характеризуют давлением и температурой T, которая не превышает 3500...4000 К. При указанных значениях давления и температуры показатель изоэнтропы рабочего газа является отношением удельных теплоемкостей при постоянном объеме  $C_V$  и давлении  $C_p$ :

$$k_{\rm P\Gamma} = C_p / C_V$$

При этом для  $C_p$  и  $C_V$  можно использовать следующее соотношение:  $C_p - C_V = R/\mu$ , где R — универсальная газовая постоянная;  $\mu$  — средняя молярная масса продуктов горения.

Из этих выражений следует, что

$$C_V = \frac{R}{\mu \left(k_{\rm P\Gamma} - 1\right)}.$$
 (11.36)

При рассматриваемых давлениях и температурах можно считать, что удельная внутренняя энергия непосредственно зависит только от температуры (упругие силы отталкивания, возрастающие по мере сближения молекул, пренебрежимо малы или отсутствуют). При этом мы для упрощения запишем

$$e_{\rm H} = C_V T_{\rm H} - C_V T_0^{st} = C_V T_{\rm H} \left( 1 - \frac{T_0^{st}}{T_{\rm H}} \right), \qquad (11.37)$$

где  $C_V = \text{const}; T_H - \text{начальная температура газа в момент } t = 0; T_0^{st} - \text{стандартная температура, равная 298 K.}$ 

В действительности, наблюдающаяся зависимость удельной теплоемкости от температуры T учитывается косвенно тем, что значение  $C_V$  в формуле берется равным среднему значению для некоторого рассматриваемого диапазона температур.

Подставляя (11.37) в (11.31) и учитывая соотношения (11.32) и (11.36), получим

$$W_{x} = \sqrt{R \frac{T_{\rm H}}{\mu \left(k_{\rm P\Gamma} - 1\right)} \left(1 - \frac{T_{\rm 0}}{T_{\rm H}}\right)} \sqrt{\frac{3\beta}{3+\beta}} \times \sqrt{1 - \left(\frac{1 - v_{\rm K}\rho_{\rm 0}H/x_{\rm H}}{x/x_{\rm H} - v_{\rm K}\rho_{\rm 0}H/x_{\rm H}}\right)^{k_{\rm P\Gamma} - 1}}, \quad (11.38)$$

$$p_{\rm H} = R \frac{T_{\rm H}}{\mu} \left( 1 - \frac{T_0}{T_{\rm H}} \right) \rho_0 \frac{H}{x_{\rm H}} \frac{1}{1 - v_{\rm K} \rho_0 H/x_{\rm H}}.$$
 (11.39)

Значение  $T_{\rm H}$  можно найти по удельной теплоте взрыва  $Q_V$  при постоянном объеме:  $T_{\rm H} = T_0^{st} + Q_V/C_V$ , либо по величине  $f_{\rm BB}$ , называемой баллистической силой BB:  $T_{\rm H} = \mu f_{\rm BB}/R$ .

Например, черный дымный порох характеризуется значениями  $Q_V = 2,93 \text{ MДж/кг}, f_{\text{BB}} = 0,78 \text{ MДж/кг}, T_{\text{H}} = 2400 \text{ K}, а бездымный двухосновных порох, содержащий в качестве энергетических компонентов нитроцеллюлозу и нитроглицерин, <math>Q_V = 4,6\ldots 5 \text{ MДж/кг}, f_{\text{BB}} = 0,9\ldots 1,2 \text{ MДж/кг}, T_{\text{H}} = 3000\ldots 3500 \text{ K}.$ 

Следует обязательно иметь в виду, что при отсутствии специальных средств воспламенения в случае использования метательных зарядов из бездымных порохов для нормального, в частности, стабильного функционирования метательных устройств, как правило, необходимо использование «форсирующих» элементов. Примером простейшего форсирующего устройства может служить диафрагма, зажимаемая по периметру между компрессионной камерой и стволом так, что ударник начинает ускоряться лишь тогда, когда продукты сгорания BB своим давлением «срежут» эту диафрагму. Очевидно, что в этом случае начальное давление  $p_{\rm H}$  уже в значительной мере определяется прочностью диафрагмы на срез.

**11.5. Характеристики нагружения конденсированных сред ударом тел.** Под нагружением конденсированных сред ударом мы будем понимать начальную стадию процесса, возникающего при воздействии на плоскую поверхность исследуемого образца из конденсированного материала либо непосредственно ударником, либо экраном, подвергаемым действию ударника и передающим давление на исследуемую среду. Очень часто воздействия ударниками, приводящие к ударно-волновым исследуемым явлениям, называют высокоскоростным ударным воздействием. Воздействия ударниками, при котором исследуемый образец претерпевает квазистатическое сжатие, называют уже низкоскоростным, либо механическим ударом.

Мы ограничимся рассмотрением особенностей нагружения конденсированных сред высокоскоростными ударниками в виде пластин, либо в виде компактных тел, у которых поверхность, обращенная к нагружаемому образцу, является плоской или не настолько выпуклой, чтобы на начальной стадии взаимодействия таких ударников с преградами наблюдалось очень значительное проявление искривленности этой поверхности.

**11.5.1.** Высокоскоростное плоскосимметричное нагружение ударом пластины. Анализ особенностей плоскосимметричного нагружения ударом пластин можно провести в два этапа. На первом этапе анализа определяются характеристики НИ, т.е. временного профиля давления, возникающего на поверхности соударения пластины-ударника и нагружаемого образца (конденсированной среды), который мы будем в отличие от рассмотрения воздействия взрывом называть мишенью, как это было в гл. 3. На рис. 11.25, а показана



Рис. 11.25. Распространение возмущений в конденсированной среде (мишени), вызванных ударом пластины: *a* — форма НИ при ударе пластиной; *б* — пространственно-временная диаграмма в лагранжевых координатах (ЗСТ<sub>1</sub>, ЗСТ<sub>2</sub>, ЗСТ<sub>3</sub> — зоны стационарного течения; ВВР<sub>1</sub>, ВВР<sub>2</sub>, ВВР<sub>3</sub> — вееры волн разрежения; ФУВ — фронт ударной волны)

одна из форм временного профиля давления, который бы возник на поверхности соударения двух тел, если бы они сжимались как жидкие среды. Реальные упругопластические свойства тел могут приводить к искажению зависимости p(t), показанной на рис. 11.25, *а*. Амплитуду импульса давления  $p_1$  в соответствии с подробным рассмотрением процесса соударения с использованием (p-u)- и (t-x)-диаграмм (см. подробнее п. 3.1.1) находят, решая систему уравнений

$$\begin{cases} p = \rho_{0M} u \left( a_{M} + b_{M} u \right), \\ p = \rho_{0Y} \left( W_{Y} - u \right) \left( a_{Y} + b_{Y} \left( W_{Y} - u \right) \right), \end{cases}$$
(11.40)

где  $\rho_{0M}$ ,  $\rho_{0y}$ ,  $a_M$ ,  $a_y$ ,  $b_M$ ,  $b_y$ ,  $\rho_{0M}$  — плотности и коэффициенты ударных адиабат материалов мишени и ударника соответственно;  $W_y$  — скорость, с которой пластина-ударник подлетает к мишени.

При этом можно использовать аналитическое решение:

$$p_1 = \rho_{0M} u_1 (a_M + b_M u_1); \quad u_1 = (-B + \sqrt{B^2 - 4AC})/2A_2$$

где

$$A = \left(\frac{\rho_{0M}}{\rho_{0Y}}\right) b_{M} - b_{Y}; \quad B = \left(\frac{\rho_{0M}}{\rho_{0Y}}\right) a_{M} + a_{Y} + 2b_{Y}W_{Y};$$
$$C = -\left(a_{Y}W_{Y} + b_{Y}W_{Y}^{2}\right).$$

Длительность действия  $t_{p_1}$  постоянного давления  $p_1$ , равная сумме времени пробега ударной волны от поверхности соударения к свободной поверхности ударника и времени возвращения отраженной волны разряжения назад к поверхности соударения, находится как

$$t_{p1} = \delta_{0y} (c_y / D_y + 1) / c_y,$$
  

$$D = a_y + b_y (W_y - u_1),$$
  

$$c_y = \frac{a_y + (b_y - 1)(W_y - u_1)}{a_y + b_y (W - u_1)} [a_y + 2 b_y (W - u_1)].$$

- - -

Но на стадии разработки эксперимента часто можно использовать простейшую оценку, которая получается при  $W_{\rm Y} \to 0$ :

$$t_{p_1} = \frac{2\delta_{\mathcal{Y}}}{a_{\mathcal{Y}}}.$$

Если  $\rho_{0V}a_V \leq \rho_{0M}a_M$ , то давление  $p_3$ , возникающее на поверхности мишени в результате выхода на нее волны разрежения от свободной поверхности ударника, равно нулю ( $p_3 = 0$ ).

Если  $\rho_{0y}a_y > \rho_{0M}a_M$ , то  $p_3 \neq 0$  и его значение может быть найдено в соответствии с анализом процесса, проиллюстрированного (p-u)- и (t-x)-диаграммами на рис. 3.1 (п. 3.1.1), решением следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} p = \rho_{0Y} \left( 2u_1 - W_Y - u \right) \left( a_Y + b_Y (2u_1 - W_Y - u) \right), \\ p = \rho_{0M} u (a_M + b_M u). \end{cases}$$

Выражение для решения этой системы уравнений  $u = u_3$  и  $p_3 = \rho_{0M}u_3(a_M + b_Mu_3)$  нетрудно получить по аналогии с аналитическим решением для (11.40), заменив в приведенном решении  $W_y$  на  $(2u_1 - W_y)$ ,  $u_1$  на  $u_3$  и  $p_1$  на  $p_3$ .

Если мишень используется не как передаточная среда для последующего формирования НИ, а является непосредственно исследуемым нагружаемым объектом, на котором необходимо создать требуемый НИ, то найденные значения  $p_1$ ,  $t_{p_1}$ ,  $p_3$  надо рассматривать как параметры искомого НИ:  $p_{\rm M} = p_1$ ,  $t_m = t_{p_1}$ ,  $p_{\rm oct} = p_3$ .

На стадии разработки новых экспериментов длительность  $t_{p_{13}}$  спада давления от  $p_1$  до  $p_3$  обычно не рассчитывают, а полагают на порядок меньшей, чем длительность  $t_m$ , либо вовсе пренебрегают ей. Это оправдано тем, что зависимость p(t), которую можно получить при  $0 < t < t_{p_1} + t_{p_{13}}$  точным, но громоздким расчетом в приближении соударяемых тел моделями жидких или абсолютно упругих сред, все равно будет существенно отличаться от реальной зависимости p(t), форма которой «осложнена» проявлениями упругопластических свойств соударяющихся тел.

На второй стадии анализа особенностей нагружения среды ударом пластины рассматривается течение в мишени, вызванное приложением

к ее поверхности давления, изменяющегося во времени так, как это показано на рис. 11.25, *a*. При этом рассмотрении удобнее использовать лагранжеву систему координат (t-h) (рис. 11.25, *b*). Как отмечалось в гл. 1, при рассмотрении волн с амплитудой давления, не превышающей величины  $\sim 1,5 \rho_{0M} a_M^2$ , в лагранжевых координатах  $+c_{\Lambda}$ -характеристики, наклон траекторий которых равен  $dh/dt = a_M + 2b_M u$ , прямолинейны.

В точках плоскости (t-h) вдоль этих прямолинейных траекторий, изображенных на рис. 11.25, *а* тонкими линиями, значения массовой скорости среды *u* и давления в ней *p* не изменяются. Образно говоря, параметры состояния движения материала мишени переносятся без изменения вдоль по  $+c_{\Pi}$ -характеристикам с поверхности приложения импульса давления p(t), показанного на рис. 11.25, *a*, на фронт ударной волны в мишени. При таком «механизме» распространения параметров состояния движения особенности рис. 11.25, *б* можно прокомментировать следующим образом.

Существование на поверхности мишени давления  $p_1$  в течение времени  $t_{p_1}$  вызывает распространение в материале мишени стационарного течения на глубину до  $h_{\Phi_1}$ . В этой зоне стационарного течения (ЗСТ<sub>1</sub>) частицы движутся с постоянной скоростью  $u_1$  при постоянном давлении  $p_1$  в течение различного времени. У частиц на поверхности мишени это время максимально и равно  $t_{p_1}$ . По мере увеличения удаленности начального положения частиц от поверхности мишени это время движения под постоянным давлением  $p_1$  уменьшается и при  $h = h_{\Phi_1}$  становится равным нулю. Фронт ударной волны в мишени на дистанции  $h_{\Phi_1}$  в течение времени  $t_{\Phi_1}$  движется с постоянной скоростью  $D = a_{\rm M} + b_{\rm M} u_1$ .

Спад давления на поверхности мишени от  $p_1$  до  $p_3$  вызывает распространение в мишени волны разрежения, которая на рисунке изображена головной и хвостовой  $+c_{\pi}$ -характеристиками. Зона плоскости (t-h)между этими характеристиками, заполненная веером характеристик волны разрежения BBP<sub>1</sub>, для наглядности общей картины заштрихована. В точках пересечения характеристик этого веера с траекторией фронта ударной волны происходит его замедление и снижение интенсивности сжатия вещества в нем.

За первым веером волны разрежения BBP<sub>1</sub> возникает вторая зона стационарного течения  $3 \text{ CT}_2$  с параметрами состояния движения  $p_3$ ,  $u_3$  ограниченная справа траекторией фронта ударной волны, движущегося со скоростью  $D = a_{\rm M} + b_{\rm M} u_3$ .

Процесс чередования появления зон стационарного течения и вееров волн разрежения между ними повторялся бы до бесконечности, если бы не силы вязкости реальных сред, приводящие к конечному затуханию давления и скоростей движения частиц. Характерная точка  $\Phi_1$  на траектории фронта ударной волны в мишени, начиная с которой

начинается затухание давления на нем, имеет координаты:

$$t_{\Phi_1} = \frac{t_{p_1}(a_M + 2b_M u_1)}{b_M u_1},$$
  
$$h_{\Phi_1} = t_{\Phi_1}(a_M + b_M u_1).$$

Время, в течение которого частица мишени находится над действием постоянного давления  $p_1$  зависит от ее лагранжевой координаты h (начального расстояния до поверхности мишени) как  $t_{h_1} = t_{p_1}(1 - h/h_{\Phi_1})$ .

11.5.2. Нагружение ударом через экран с такой же динамической сжимаемостью, как у нагружаемой среды или ударника. Рассмотрение нами влияния экрана, расположенного на плоскости приложения НИ к исследуемому образцу и изготовленного из того же материала, на особенности течения среды вызвано тем, что в предыдущих разделах предполагалось отсутствие воздуха или другого газа перед поверхностью летящего ударника, а это не всегда соответствует действитеьности. Очень часто эксперименты проводятся в естественной атмосфере. Наличие воздуха перед движущимся ударником при отсутствии экрана или при неправильно выбранном экране приводит к искажению начальной, фронтальной части НИ, делая его не скачкообразным, а «размытым во времени». Такое искажение НИ в ряде случаев является неприемлемым и вызывает необходимость устранения или, по крайней мере, минимизации этого явления. Для того чтобы в эксперименте получить ступенчатый НИ с таким же скачкообразным изменением давление в переднем фронте  $p_m$  и длительностью действия этого постоянного давления  $t_m$ , как и при соударении ударника с мишенью при отсутствии между ними газа, можно использовать соответствующим образом выбранные экраны.

Не ограничивая общности наших заключений, рассмотрим конкретную схему нагружения исследуемого образца пластиной-ударником, разгоняемой с помощью легкого поршня в канале ствола пневматического орудия (рис. 11.26). При этом возможность размещения различных датчиков на поверхности образца и в образце, а также параллельность его плоскости, обращенной к дульному срезу орудия, и плоскости пластины ударника, имеющей к моменту соударения скорость  $W_y$ , достигается за счет использования экрана. Использование формы экрана, показанной на рисунке, позволяет вакуумировать полость у дульного среза орудия, оставляя образец до ударно-волнового нагружения в том же начальном состоянии, не подвергнутом действию вакуумирования. Для того чтобы получить НИ на поверхности исследуемого образца, наиболее сходным с тем НИ, что теоретически мог быть получен при ударе пластиной непосредственно по образцу при отсутствии между соударяющимся поверхностями воздуха, экран делают из того же материала, что и пластину-ударник, либо из материала с такой же динамической сжимаемостью, как у исследуемого образца.



Рис. 11.26. Схема эксперимента с нагружением исследуемого образца ударом через экран: 1 — исследуемый образец; 2 — экран толщиной  $\delta_3$ ; 3 — пластинаударник; 4 — легкий поршень; 5 — обтюрирующее кольцо; 6 — ствол пневматического орудия; 7 — пенопласт или пористый углепластик, поддерживающий пластину-ударник при метании; 8 —кольцевая вставка для обеспечения плоскопараллельности соударения и вакуумирования полости у дульного среза (отверстие для подсоединения магистрали откачивания воздуха не показано)

Для того чтобы убедиться в целесообразности такого приема, сначала рассмотрим (t-x)- и (p-u)-диаграммы (рис. 11.27) процесса, возникающего при схеме эксперимента (рис. 11.26), в котором пластинаударник и экран в ыполнены из одного материала, а пространство между ними вакуумированно.



Рис. 11.27. (*t-x*)-диаграмма (*a*) и (*p-u*)-диаграмма (*б*) удара по нагружаемой среде (HC) через экран (Э), динамическая сжимаемость которого такая же, как у ударника (У)

Если бы экран отсутствовал, то давление  $p_m$  ступенчатого НИ на поверхности нагружаемой среды определялось бы точкой M пересечения (p-u)-диаграммы в волне, обращенной вправо в этой среде с начальным состоянием 0 (ПНС(0)), и (p-u)-диаграммы в волне, обращенной влево в ударнике с начальным состоянием  $W_y$  (ЛУ $(W_y)$ ).

При наличии экрана на поверхности нагружаемой среды сначала в точке 1 (на (t-x)-диаграмме) образуется фронт ударной волны в экране  $D_{\Im}$ , который будет двигаться к нагружаемой среде. Давление на фронте этой ударной волны определяется точкой 1 на плоскости (*p*-*u*), в которой пересекаются (*p*-*u*)-диаграмма волны, обращенной влево в ударнике с начальным состоянием, изображенным точкой W<sub>y</sub>, и диаграмма ПЭ(0) волны, обращенной вправо в экране с начальным состоянием, изображенным точкой 0 (ПЭ(0)). Когда ударная волна в экране достигнет нагружаемой среды, то она отразится обращенной влево волной, распространяющейся по экрану с начальным состоянием, изображенным точкой 1 (эта (p-u)-диаграмма, обозначенная  $Л \Im(1)$ , совпадает с (*p*-*u*)-диаграммой волны в ударнике, обращенной влево с изображенным точкой Wy начальным состоянием. В результате появления этой отраженной волны в нагружаемую среду войдет ударная волна, обращенная вправо, с изображенным точкой 0 начальным состоянием. Давление на фронте этой волны определится пересечением (p-u)-диаграмм ЛЭ(1) и ПНС(0) в точке, которая совпадает с точкой М. Таким образом, постановка экрана с такой же динамической сжимаемостью (динамическим импедансом), как у ударника, не изменяет скачка давления в НИ, который был бы при отсутствии экрана. Но при этом длительность действия постоянного уровня давления  $p_m$ сокращается. При отсутствии экрана эта длительность была бы равна приблизительно  $t_m = 2 \, \delta_{0y} / a_y$ . При наличии экрана приблизительное значение длительности постоянного давления  $p_m - t_m^{\mathfrak{I}}$  можно найти, если пренебречь искривлением (u+c)-характеристики в экране или ударнике в зоне взаимодействия с фронтом волны, отраженной от нагружаемой среды:

$$t_m^{\mathfrak{D}} = \frac{2\,\delta_{0\mathcal{Y}}}{a_{\mathcal{Y}}} \left(1 - \frac{\delta_{\mathfrak{D}}}{h_{\mathfrak{D}1}}\right),\tag{11.41}$$

где

$$h_{\exists 1} = \frac{2\,\delta_{0y}}{a_y}\,(a_{\exists} + 2\,b_{\exists}u_1)\,(a_{\exists} + b_{\exists}u_1)/b_{\exists}u_1.$$
(11.42)

При этом  $u_1 = W_y/2$ , что практически не зависит от того, является отраженная волна в экране волной разгрузки, как это показано на рис. 11.27 для случая  $\rho_{0\ni}a_{\ni} > \rho_{0HC}a_{HC}$ , или ударной волной, если было бы  $\rho_{0\ni}a_{\ni} < \rho_{0HC}a_{HC}$ .

Заметим, что давление  $p_m$  оставалось таким же, как и при отсутствии экрана, если бы он был сделан из того же материала, что и исследуемый нагружаемый образец. Но такой выбор материала экрана
в большинстве экспериментов с соударением в вакуумированном пространстве является нерациональным уже по причине, имеющей мало



Рис. 11.28. Динамика давления на левой границе экрана (а) и формирование ударной волны в экране (б): Э — экран; HC — нагружаемая среда

общего с газодинамикой.

Если же пространство перед движущимся ударником заполнено воздухом, то может оказаться предпочтительнее использовать экран из материала с такой же сжимаемостью, что и у исследуемого нагружаемого образца, как это показано на рис. 11.28. На левой части этого рисунка показан закон изменения давления на поверхности экрана, обращенной к ударнику. При этом для упрощения иллюстрации в лагранжевых координатах (t-h) сам ударник и воздух, имеющийся между ним и экраном, не показаны. Начальная часть временного профиля давления (изображенного тонкой ли-

нией), длительностью  $t_{\rm NB}^{\Phi}$  обусловлена серией волн, пробегающих многократно в воздухе между ударником и экраном в процессе сближения их поверхностей. Если экран сделан из материала по динамической сжимаемости, такого же как исследуемый нагружаемый материал, то давление  $p_{m \Im}$ , устанавливающееся на левой поверхности экрана спустя время нарастания давления  $t_{\rm VB}^{\Phi}$ , называемого также временем размытия переднего фронта временного профиля давления, равно давлению рм НИ, который надо создать на исследуемом образце. Нарастание давления в течение времени  $t_{\rm YB}^{\Phi}$  приводит к тому, что в экран входит серия волн сжатия, которые, догоняя лидирующий фронт ударной волны, усиливают давление на нем. Ускоряющийся фронт ударной волны, пройдя расстояние  $h_{
m VB}^{\Phi}$  от левой поверхности экрана, начинает сжимать среду до давления  $p_{m\Im}$ , которое по причине совпадения динамических сжимаемостей экрана и нагружаемой среды, равно давлению рм требуемого НИ. Частицы нагружаемой среды, имеющие координату  $h > h_{\rm yB}^{\Phi}$ , подвергаются действию давления, временной профиль которого имеет ступенчатую форму с передним скачкообразным (вертикальным) фронтом.

Если толщина экрана  $\delta_{\mathfrak{B}}$  больше, чем дистанция  $h_{\mathtt{VB}}^{\Phi}$ , на которой проходит окончательное формирование фронта ударной волны с амплитудой  $p_{\rm M}$ , то поверхность исследуемого образца будет подвергаться требуемому НИ ступенчатой формы с давлением  $p_{\rm M} = p_{m \Im}$ . Длительность действия постоянного давления *р*<sub>м</sub> в этом НИ будет несколько меньше, чем  $2 \delta_{0y}/a_y$ , но найти ее точно достаточно сложно, особенно аналитическим методом. В качестве очень грубой оценки можно использовать ее значение, вычисленное также по формулам, аналогичным (11.41) и (11.42). При таких вычислениях необходимо использовать значение  $u_1$ , найденное из решения системы двух уравнений (11.40), в которой под параметрами мишени  $\rho_{0M}$ ,  $a_M$ ,  $b_M$  следует понимать плотность и коэффициенты ударной адиабаты нагружаемой исследуемой среды или экрана  $\rho_{0\ni}$ ,  $a_{\ni}$ ,  $b_{\ni}$ .

При прочих равных условиях дистанция  $h_{yB}^{\Phi}$  окончательного формирования фронта ударной волны с амплитудой  $p_m$  уменьшается по мере изменения коэффициентов ударной адиабаты — уменьшения значения  $a_{\Im}$  и увеличения значения  $b_{\Im}$ . Это одна из главных причин, по которой (при наличии воздуха перед ударником) экран делают из материала, сжимаемость которого совпадает с нагружаемой исследуемой средой, если она более сжимаема, чем материал ударника. Заметим, что очень часто ударник делают из металла, динамически более жесткого, чем исследуемая нагружаемая среда.

**11.5.3.** Высокоскоростное не плоскосимметричное соударение двух тел. Плоскопараллельное соударение, рассмотренное ранее, при котором все точки лицевой поверхности ударника одновременно вступают в контакт с плоскостью нагружаемого объекта (мишени), на практике реализуется крайне редко. В отличие от идеализированных условий соударения поверхность ударника или ее участка набегает на плоскую поверхность мишени под некоторым ударом  $\chi_y$ . Этот угол может быть очень малым, но все же отличным от нуля. Причиной этому обычно являются: погрешность позиционирования деталей экспериментальной сборки непосредственно перед метанием ударника; выгибание метаемых пластин-ударников вследствие падения давления на их переферийых участках, вызванное разлетом продуктов детонации метающего заряда в боковом направлении (относительно направления метания ударников); «естественная» искривленность компактных взрывоформируемых ударников и т. д.

Мы рассмотрим один из вопросов, возникающих при анализе не плоскопараллельности соударения, характеризуемой углом  $\chi_y$ : при каких значениях углов  $\chi_y$  можно еще пользоваться результатами анализа процесса соударения, выполненного в приближении плоскопараллельности соударения?

Для этого обратимся к простейшему примеру соударения с мишенью пластины-ударника, выгнутой в результате метания продуктами подающей детонации открытого цилиндрического заряда BB (рис. 11.29). Будем считать, что к моменту соударения все точки ударника приобрели одинаковую скорость  $W_y$ , направление которой перпендикулярно плоскости нагружения мишени. Но при этом вследствие выпуклости пластины угол между лицевой поверхностью ударника и начальным положением поверхности мишени изменяется от  $\chi_y = 0$ на оси симметрии до угла  $\chi_y \neq 0$  для участка поверхности, удаленного от оси симметрии, как это показано на рис. 11.29, *а*. Заметим, что



Рис. 11.29. Образование «присоединенных» (*a*) и не присоединенных («отошедших») (*б*) фронтов ударных волн при неплоскопараллельном взаимодействии ударника (У) и мишени (М); волна разрежения на рис. 11.29, *б* не показана

в нашем примере угол  $\chi_y$ , является также углом между нормалью к поверхности ударника (до момента соударения) и вектором скорости  $W_y$ . Неплоскопараллельность соударения в окрестности появляющейся точки контакта поверхностей ударника и мишени приводит к тому, что в зависимости от соотношения значений величин  $\chi_y$ ,  $W_y$  и величин, характеризующих динамические сжимаемости обеих тел, возможны две принципиально различные конфигурации фронтов ударных волн и два соответствующих им механизма достижения давлений в точке «О» контакта тел на их оси симметрии.

На рис. 11.29, *а* показана схема взаимодействия ударника и мишени, при котором искривленные фронты ударных волн присоединены к крайним точкам контакта соударяемых тел. При этом с точностью, достаточной для расчетов на стадии подготовки и планирования экспериментов, можно считать, что давление в «осевой» контактной точке 0 возникает и поддерживается (пока не придут волны разрежения от свободной поверхности ударника) ударно-волновым образом. Этот уровень давления  $p_{\rm M}$  достаточно точно можно оценить используя метод (p-u)-и (t-x)-диаграмм, если нет возможности в получении более точных результатов с использованием метода расчета для косых ударных волн.

Для такого взаимодействия с образованием так называемых присоединенных фронтов ударных волн необходимо, чтобы скорость перемещения появляющейся крайней точки контакта A вдоль поверхности ударника и мишени  $u_A = \frac{W_V}{\sin \chi_V}$  превосходила (или была равна) скорость звука в сжимаемых ударно-волновым образом до давления  $p_M$ ударнике  $c_V(p_M)$  и мишени  $c_M(p_M)$ . При этом зона материалов ударника и мишени, заключенная между фронтами ударных волн, «не чувствует» наличия волн разрежения, стремящихся проникнуть со стороны края поверхности контакта к оси симметрии. В противном случае фронты волн разрежения со стороны еще свободных, набегающих друг на друга поверхностей ударника и мишени, проникают в области ударно сжатых материалов, вызывая падение давления относительно начально возникшего давления рм. Разрежение вещества в области за фронтом ударной волны вызывает уменьшение скорости фронта этой ударной волны. В результате такого ослабления интенсивности ударно-волнового сжатия фронт ударной волны искривляется приблизительно так, как это показано на рис. 11.29, б. Давление ударно-волнового сжатия вдоль такого фронта распределяется от некоторых максимальных значений вблизи оси симметрии до минимальных значений на периферии вблизи еще свободных схлопывающихся под углом  $\chi_y$  поверхностей. Такой режим взаимодействия характеризуется так называемыми «отошедшими» фронтами ударных волн в ударнике и мишени и тем, что после достижения фронтами волн разрежения оси симметрии давление в контактной точке 0 начинает снижаться относительно значения  $p_{\rm M}$ , стремясь достичь значения, которое называется давлением установившегося проникания  $p_{\rm M}^{\rm stat}$ . Давление  $p_{\rm M}^{\rm stat}$  реализуется, однако, лишь в тех случаях, когда ударник имеет форму не пластины, а стержня (цилиндра). При этом давление  $p_{\mathrm{M}}^{\mathrm{stat}}$  определяется уже не механизмом ударно-волнового сжатия среды, а процессом непрерывного увеличения на оси симметрии скорости частиц мишени от 0 до той скорости, с которой ударник внедряется в мишень. Последний процесс описывают уже уравнением Бернулли, записанным в форме, соответствующей несжимаемой жидкости. Так, например, если ударник в виде длинного цилиндра и мишень в виде «полупространства» сделаны из одного и того же жидкого материала, то при дозвуковой скорости соударения W давления  $p_{\rm M}$  и  $p_{\rm M}^{\rm stat}$  ориентировочно равны:

$$p_{\mathrm{M}} = c_{\mathrm{M}} W_{\mathrm{y}} \rho_{\mathrm{M}}/2; \quad p_{\mathrm{M}}^{\mathrm{stat}} = W_{\mathrm{y}}^2 \rho_{\mathrm{M}}/8,$$

где  $c_{\rm M}$  и  $\rho_{\rm M}$  — скорость звука и начальная плотность материала мишени.

Нетрудно видеть, что при  $W_{\rm V} < c_{\rm M}$  (обычно  $W \ll c_{\rm M}$ ) значения  $p_{\rm M}$  и  $p_{\rm M}^{\rm stat}$  отличаются на порядок.

Если материалы ударника и мишени заданы, то для практики экспериментальных работ представляет интерес знание критического значения угла  $\chi_{y_{cr}}$ , отделяющего условие взаимодействия с образованием «присоединенных» фронтов ударных волн (рис. 11.29, *a*) от условия соударения с образованием «отошедших» ударных волн (рис. 11.29, *б*). При  $\chi_{y} < \chi_{y_{cr}}$  еще правомерно использовать для расчетных оценок модель идеально плоскопараллельного соударения. Значения  $\chi_{y_{cr}}$  зависят от скорости соударения  $W_y$ , т.е.  $\chi_{y_{cr}} = \chi_{y_{cr}}(W_y)$ , и находятся с помощью вспомогательных функций  $\chi_y = \chi_y(W_y)$  и  $\chi_M = \chi_M(W_y)$ :

$$\chi_{y_{cr}}(W_{y}) = \chi_{y}(W_{y}), \quad \text{если} \quad \chi_{y}(W_{y}) < \chi_{M}(W_{y}),$$
  

$$\chi_{y_{cr}}(W_{y}) = \chi_{M}(W_{y}), \quad \text{если} \quad \chi_{y}(W_{y}) > \chi_{M}(W_{y}).$$
(11.43)

Функции  $\chi_{y}(W_{y})$  и  $\chi_{M}(W_{y})$  имеют вид:

$$\chi_{\mathcal{Y}}(W_{\mathcal{Y}}) = \operatorname{arctg}\left(\frac{W_{\mathcal{Y}}}{c_{\mathcal{Y}}(W_{\mathcal{Y}})}\right) \ \bowtie \ \chi_{\mathcal{M}}(W_{\mathcal{Y}}) = \operatorname{arctg}\left(\frac{W_{\mathcal{Y}}}{c_{\mathcal{M}}(W_{\mathcal{Y}})}\right),$$

где  $c_y(W_y)$  и  $c_M(W_y)$  — скорости звука в материалах ударника и мишени, возникающие в результате их соударения со скоростью  $W_y$ , которая необходима для появления начального импульса с давлением на фронте  $p_M$ .

Скорости звука в материалах ударника  $c_y(W_y)$  и мишени  $c_M(W_y)$ зависят от интенсивности ударно-волнового сжатия, которую можно характеризовать скачком массовой скорости  $\Delta u$  на фронте ударной волны (см. подробнее гл. 1). Для материалов мишени и ударника эти скачки, зависящие от скорости соударения  $W_y$ , равны  $u(W_y)$  и  $W_y - u(W)$  соответственно. Поэтому в соответствии с (1.18) имеем:

$$c_{\rm M}(W_{\rm Y}) = \left[a_{\rm M} + 2b_{\rm M}u\left(W_{\rm Y}\right)\right] \frac{a_{\rm M} + \left(b_{\rm M} - 1\right)u\left(W_{\rm Y}\right)}{a_{\rm M} + b_{\rm M}u\left(W_{\rm Y}\right)},\tag{11.44}$$

$$c_{\mathcal{Y}}(W_{\mathcal{Y}}) = [a_{\mathcal{Y}} + 2b_{\mathcal{Y}}(W_{\mathcal{Y}} - u(W_{\mathcal{Y}}))] \frac{a_{\mathcal{Y}} + (b_{\mathcal{Y}} - 1)(W_{\mathcal{Y}} - u(W_{\mathcal{Y}}))}{a_{\mathcal{Y}} + b_{\mathcal{Y}}(W_{\mathcal{Y}} - u(W_{\mathcal{Y}}))},$$
(11.45)

где  $u(W_y)$  — значение скачка массовой скорости в мишени, соответствующее скорости соударения  $W_y$  и вычисляемое с помощью системы уравнений (11.40).

На рис. 11.30 зависимость критического угла подхода ударника к мишени от скорости соударения  $W_y$  изображена как граница заштрихованной и не заштрихованной областей плоскости ( $\chi_y, W_y$ ). Если скорость  $W_y$  и угол подхода  $\chi_y$  поверхности соударения к плоскости мишени таковы, что точка, изображающая эти значения ( $W_y, \chi_y$ )



Рис. 11.30. Выявление области значений  $W_y$  и  $\chi_y$  (не заштрихованная часть плоскости), для которых реализуется образование «присоединенных» фронтов ударных волн при ударе по материалам с динамической сжимаемостью, характерной для высокоплотных бризантных ВВ, пластиной из алюминия (*a*) и меди (*б*): 1 — зависимость  $\chi_M(W_y)$ ; 2 — зависимость  $\chi_y(W_y)$ 

попадает в незаштрихованную область, то это соответствует условию  $\chi_y < \chi_{y_{cr}}$  и реализации взаимодействия двух тел с образованием «присоединенных» ударных волн (рис. 11.29, *a*).

**11.5.4.** Нагружение сред механическим, или низкоскоростным ударом. Низкоскоростным, или механическим обычно называют удар, при котором скорость твердого тела, называемого ударником, несоизмеримо или много меньше скорости звука в нагружаемом объекте или

в дополнительных упругих элементах системы нагружения, оказывающих непосредственное силовое воздействие на исследуемый объект. При этом оказывается возможным отказаться от учета распространения волновых возмущений в нагружаемых образцах и рассматривать воздействия на них как квазистатический процесс.

Μы ознакомимся основны-C ми особенностями начальных импульсов, генерируемых механическим ударом, на примере схемы нагружения (рис. 11.31), достаточно распространенной в экспериментальных работах в области техники взрыва и удара. Эти работы проводятся либо с целью исследования процессов, газодинамических по своей природе на всем протяжении ответной реакции объекта на воздействие или на отдельной стадии этой реакции, либо с целью тарировки различных датчиков давления.

При данной схеме нагружения исследуемый объект, представляющий собой в простейшем случае таблетку из исследуемого материала, а в общем случае и некоторую конструкцию, помещается между торцами двух цилиндров из специальной тер-



Рис. 11.31. Элементы схемы нагружения объекта исследования с помощью падающего груза до удара (слева от оси *x*) и в процессе удара (справа от оси *x*): *1* — падающий груз или ударник с наконечником; *2* — верхний цилиндр (боек); *3* — нижний цилиндр (наковальня); *4* — объект исследования; *5* — основание

мообработанной, прочной стали. Верхний цилиндр часто называют бойком. Нижний цилиндр опирается на массивное жесткое стальное основание. Ударник в виде стального цилиндра с наконечником из того же материала, что и цилиндры, расположенные снизу, налетает на торец верхнего цилиндра со скоростью  $W_{\rm Y}$ . Если соударение достигается сбросом ударника с высоты  $H_{\rm CY}$ , равной  $0,1\ldots 2,5$  м, то  $W_{\rm Y}$  равно  $1,4\ldots 7$  м/с.

При таких скоростях соударения в окрестности поверхности появившегося контакта ударника и верхнего цилиндра могли бы образоваться ударные волны с «присоединенными» фронтами с давлением  $p = \rho_{0y} c_{0y} (W_y/2)$  порядка десятков МПа, если бы угол между поверхностями (ударника и цилиндра), вступающими в контакт, не превышал тысячной доли углового градуса, что практически невозможно реализовать. Поэтому контакт ударника и наковальни вызывает появление ударных волн с «неприсоединенными» («отошедшими») ударными фронтами. Анализ неодномерного нестационарного движения материала цилиндров при распространении подобных волн с последующими отражениями от границ раздела основания и ударника слишком сложен для того, чтобы получить количественные представления о начальном импульсе на поверхности объекта исследования. Поэтому при малых скоростях соударения используют более простую модель цилиндров, рассматривая их поведение как сжатие в направлении, параллельном оси x, составных частей одной пружины высотой  $l_{\rm H} = l_1 + l_2$ , имеющей такую же жесткость, как у цилиндров диаметром  $d_{\mathrm{II}}$  из материала с модулем упругости Еупр (модуль Юнга):

$$K_{\mathrm{ЖU}} = E_{\mathrm{УПР}} \, \pi \, \frac{d_{\mathrm{U}}^2}{4}.$$

Жесткость двух цилиндров, соединенных торцами, численно равна коэффициенту пропорциональности  $K_{\text{ЖЦ}}$  между сжимающим усилием F (вдоль оси симметрии) и относительным изменением  $\Delta l_{\text{Ц}}$  их суммарной высоты  $l_{\text{II}}$ , вызываемым этим усилием:

$$F = K_{\mathrm{H}\mathrm{II}} \left(\frac{\Delta l_{\mathrm{II}}}{l_{\mathrm{II}}}\right). \tag{11.46}$$

При этом, как и при обычном сжатии пружины, полагается, что напряжения мгновенно устанавливаются равными вдоль направления оси x (оси симметрии) и изменяются во всех поперечных сечениях цилиндров синхронно. Сжатие материала цилиндров полагается абсолютно упругим. Зависимость относительного изменения высоты объекта исследования ( $\Delta l_{OH}/l_{OH}$ ) от усилия, приложенного со стороны цилиндров для удобства последующего анализа представим формулой, аналогичной (11.46):

$$F = K_{\mathrm{ЖOM}} \left( \frac{\Delta l_{\mathrm{OM}}}{l_{\mathrm{OM}}} \right),$$

где  $K_{\rm ЖOH}$  — значение жесткости объекта исследования, определенное для некоторого рассматриваемого диапазона изменения  $\Delta l_{\rm OH}$  и принимаемое в этом диапазоне за константу.

Это позволяет соотношение между изменением суммарной высоты последовательно соединенных двух цилиндров и объекта исследования

между ними  $\Delta l_{\Sigma}$  и усилием F, вызвавшим это изменение, привести к виду

$$F = \frac{K_{\mathrm{MII}}}{l_{\mathrm{II}}} \Delta l_{\Sigma} \left( 1 + \frac{\overline{l}_{\mathrm{OH}}}{\overline{K}_{\mathrm{WOH}}} \right), \qquad (11.47)$$

где  $\overline{l}_{\text{OH}} = l_{\text{OH}}/l_{\text{II}}; \ \overline{K}_{\text{ЖOH}} = K_{\text{ЖOH}}/K_{\text{ЖII}}.$ 

При такой линейной зависимости  $F(\Delta l_{\Sigma})$  энергия деформирования системы, состоящей из стальных цилиндров и исследуемого объекта, находится как

$$E_{\Sigma} = F \, \frac{\Delta l_{\Sigma}}{2}.\tag{11.48}$$

Обычно специально создают такие условия нагружения объекта исследования, чтобы значения  $l_{OU}$  были настолько малыми, что даже при  $\overline{K}_{\rm ЖОИ} < 1$  выражение в круглых скобках в (11.43) оставалось близким к 1. При этом погрешность в вычислении энергии деформирования по формулам (11.47) и (11.48) оказывается пренебрежимо малой, несмотря на возможный неупругий характер деформации объекта исследования.

Под действием тормозящего усилия *F* со стороны верхнего цилиндра (бойка) ударник сначала (в момент времени *t*<sub>H</sub>, отсчитываемого от начала контакта ударника с верхним цилиндром) останавливается. К моменту остановки начальная кинетическая энергия ударника

$$E_{\rm KY} = m_{\rm Y} W_{\rm Y}^2 / 2, \tag{11.49}$$

практически полностью (за вычетом небольших потерь, в основном на пластическое деформирование объекта исследования и материала основания) переходит в энергию упругого деформирования цилиндров и объекта исследования, вычисляемую как  $E_{\Sigma}$  (11.48).

Из совместного рассмотрения условия  $E_{\rm KY} = E_{\Sigma}$  и соотношений (11.47) и (11.48) следует, что в момент остановки ударника сила, действующая на него, достигает максимального значения:

$$F_m = \sqrt{\frac{2E_{\rm KY}K_{\rm HII}}{l_{\rm II}}} \sqrt{\frac{1}{1 + \overline{l}_{\rm OH}/\overline{K}_{\rm HOH}}}.$$
 (11.50)

С этой же силой верхний цилиндр (боек) давит на объект исследования (если масса бойка несоизмеримо меньше массы ударника).

Сразу же после остановки ударник под действием силы со стороны верхнего цилиндра начинает двигаться вверх. Через время  $t_+$ , отсчитываемое от начала удара, значение силы F падает до нуля, а ударник отскакивает от верхнего цилиндра (бойка) и удар заканчивается (возможность повторного удара от падения назад отскочившего ударника мы не рассматриваем). Интегрирование уравнения движения ударника как твердого недеформированного тела  $m_y \frac{d^2x}{dt^2} = -F(x)$  (x изменяется от 0 до  $\Delta l_{\Sigma}$ ) позволяет в конечном счете получить закон изменения силы F:  $\pi t$ 

$$F = F_m \sin \frac{\pi t}{t_+},\tag{11.51}$$

и выражение для длительности удара t+:

$$t_{+} = t_{+}(E_{\text{KV}}, K_{\text{KII}}, l_{\text{II}}, ...).$$
 (11.52)

В экспериментах с использованием схемы удара, показанной на рис. 2.31, нагружающее воздействие обычно характеризуют не силой F, а средним давлением, действующим на торцах цилиндров или в поперечных сечениях цилиндров, которое принимается равным

$$p = F/\left(\pi d_{\mathrm{II}}^2/4\right).$$

Поэтому выражения (11.51) и (11.52) можно привести к окончательному виду:

$$p_m = \sqrt{\frac{4m_y W_y^2 E_{y\Pi P}}{\pi d_{\mathrm{L}}^2 l_{\mathrm{L}}}} \left(1 + \frac{\overline{l}_{\mathrm{OH}}}{\overline{K}_{\mathrm{WOH}}}\right)^{-0.5}; \qquad (11.53)$$

$$t_{+} = \pi \sqrt{\frac{4m_{\rm y} l_{\rm II}}{\pi d_{\rm II}^2 E_{\rm y \Pi P}}} \left(1 + \frac{\overline{l}_{\rm OH}}{\overline{K}_{\rm WOH}}\right)^{+0.5}; \qquad (11.54)$$

$$p = p_m \sin \frac{\pi t}{t_+}.\tag{11.55}$$

График зависимости p(t) (11.53), получаемый при  $l_{OH} = 0$ , будем называть теоретической кривой давления холостого удара, т.е. удара при отсутствии объекта исследования между цилиндрами. Эта функция имеет вид половины волны синусоиды, изображенной на рис. 11.32 штриховой линией. Реальная кривая давления холостого удара, получаемая в результате эксперимента, изображенная сплошной линией, отличается от теоретической по форме и амплитуде. Эти отличия связаны с локальными пластическими деформациями, проявляющимися отпечатками в месте контакта цилиндров с наконечником ударника и основанием. Обычно при слегка скругленных наконечниках ударника эти различия, особенно величина  $\Delta p_m$ , очень малы. Но при необходимости их специально усиливают, особенно если надо изменить начальную часть зависимости p(t) при  $t \leq T_{\rm H}$ .

Наиболее просто такое изменение достигается установкой на верхнем торце верхнего цилиндра (бойка) слоя материала, пластичность которого обеспечивает достаточно глубокое внедрение (вдавливание) наконечника специальной (более заостренной) формы, установленного на ударнике.

Экспериментально получаемые кривые давления холостого удара являются характеристиками конкретной системы «ударник-цилиндрыоснование» и отображают реальные свойства элементов этой системы. Данные кривые можно использовать для того, чтобы в первом прибли-



Рис. 11.32. Теоретическая (1) и реализуемая (2) кривые холостого удара



Рис. 11.33. Характеристики кривых давления холостого удара на копре К-44-2 ударниками массой 5 кг и 10 кг как функции кинетической энергии падающего груза (ударника) к моменту соударения

жении оценить значения параметров начального импульса (временного профиля давления), которые можно достичь при исследованиях образцов с использованием указанной системы. На рис. 11.33 показаны характеристики кривых давления холостого удара для устройства, называемого копром К-44-2, который разработан для испытания чувствительности ВВ. В этом устройстве в качестве цилиндров применяются два стальных ролика (от подшипников) диаметром и высотой по 10 мм. Начальная энергия ударника заданной массы (10 кг или 5 кг) и его скорость соударения регулируются за счет высоты  $H_{\rm Cy}$ , с которой сбрасывается ударник.

Конструкция этого устройства обеспечивает соблюдение известного соотношения между высотой падения ударника  $H_{CY}$  (до 2 метров) и достигаемой скоростью падения  $W_y$ :

$$W_{\rm Y} = \sqrt{2gH_{\rm CY}}$$
,

где *g* — ускорение свободного падения.

Следует обратить внимание на то, что на рис. 11.33 обнаруживается зависимость времени удара  $t_+$  от энергии удара, а следовательно, и от скорости ударника, что не соответствует формуле (11.50), согласно которой  $t_+$  зависит от массы ударника, но не его скорости  $W_{\rm Y}$ . Такое несоответствие объясняется реальной нелинейностью зависимости  $F = F(\Delta l_{\rm II})$  и неполной упругостью удара, что никак не отражено в допущениях, положенных в основу вывода простейших теоретических зависимостей.

В то же время, полученные экспериментально результаты подтверждают как правомерность основного допущения о квазистатическом характере сжатия цилиндров, так и изменения давления на них и между ними. Действительно, характерное время выравнивания давления вдоль цилиндров, оцениваемое как частное от деления длины  $l_{\rm LI}$  на скорость звука в стали, равно приблизительно  $5\cdot 10^{-6}$  с, в то время как воздействие ударника на цилиндры продолжается около  $5\cdot 10^{-4}$  с,

p



Рис. 11.34. Сопоставление кривых давления для холостого удара (1), для снаряженных ударов по не разрушаемому объекту исследования (2) и по разрушаемому объекту исследования (3) т.е. на 2 порядка дольше.

Кривые давления для снаряженного удара (при наличии между цилиндрами объекта исследования), изображенные на рис. 11.34 сплошными линиями, могут уже качественно отличаться от кривых давления для холостого удара. На рис. 11.34 для сравнения штриховой линией проведена также экспериментально получаемая характеристика холостого хода.

Толстой сплошной линией показана зависимость p(t), получаемая в тех случаях, когда в процессе удара исследуемый образец, зажатый между цилиндрами, претерпевает уплотнение (упрессовку), но не разрушение в какой-то момент как целое тело. Сниже-

ние амплитудного значения давления по отношению к холостому удару качественно объясняется влиянием величин  $\overline{K}_{\text{ЖОИ}}$  и  $\overline{l}_{\text{ОИ}}$  в круглых скобках получаемой теоретической формулы (11.53). В действительности влияние величины  $\overline{K}_{\text{ЖОИ}}$  более сложное, так как модуль упругости (Юнга) исследуемой среды изменяется в ходе сжатия непрерывным образом.

Тонкой линией на рис. 11.34 показана кривая давления, характерная для нагружения объектов исследования, приводящего к разрушению, характер которого близок к хрупкому. Такое разрушение проявляется в резком локальном спаде давления. Начало такого разрушения наблюдается в момент времени, соответствующий точке на кривой давления с координатой  $p_{\rm PA3}$ .

Давление  $p_{\text{PA3}}$  мы назовем давлением разрушения образца. Это давление в общем случае отличается от значений пределов прочности на сжатие при стандартных методах испытания материалов, когда находится предельное значение напряжения сжатия  $\sigma_{\text{сж}}$ , создаваемое на торце цилиндрического образца с высотой, равной или большей его диаметра. Разница между  $\sigma_{\text{сж}}$  и  $p_{\text{PA3}}$  тем больше, чем больше отношение диаметра  $d_{\text{OH}}$  образца (он же диаметр цилиндров), зажатого между верхним и нижним цилиндрами при ударе, к высоте образца  $\overline{l}_{\text{OH}}$ . Это объясняется тем, что касательные напряжения на поверхности контакта исследуемого образца с торцами цилиндров, появляющиеся при стремлении материала образца сдвигаться в радиальном направ-

лении и «вытекать» из зазора между цилиндрами, эффективно удерживают образец от разрушения и «вытекания» (выброса) в боковом направлении. Для того чтобы исследуемый образец, со стандартным образом определенным пределом прочности на сжатие  $\sigma_{\rm cж}$ , можно было механическим ударом без разрушения сжать до максимально возможного давления  $p_m$ , необходимо выполнить условие:

$$\overline{l}_{\rm OH} \leqslant \frac{d_{\rm OH}}{3\sqrt{3} \ (p_{\rm PA3}/\sigma_{\rm cm}-1)}, \quad p_{\rm PA3} = p_m.$$

В заключение ознакомления с нагружением механическим ударом отметим «свойство» кривых давления холостого удара, которое используется при тарировке измерительно-преобразовательных устройств, служащих для регистрации динамики давления. Это свойство записывается в форме уравнения сохранения импульса. Так как непосредственно перед ударом скорость ударника равна  $W_y$ , а по истечении промежутка времени  $t_{\rm H}$  (после начала удара) давление со стороны верхнего цилиндра (бойка) достигает максимума  $p_m$ , причем скорость ударника схарника становится равной нулю, то по закону сохранения импульса:

$$m_{\mathrm{y}}W_{\mathrm{y}} = \int_{0}^{t_{\mathrm{H}}} \frac{\pi d_{\mathrm{H}}^{2}}{4} p(t) \, dt$$

Теперь предположим, что имеется измерительно-преобразовательное устройство, чувствительный элемент которого в виде тонкого слоя, называемого датчиком, можно поместить на верхнем торце бойка, по которому ударяет падающий груз. При этом на выходе выводного устройства системы измерения появляется информация об изменении во времени давления в виде линии на плоскости (y-x), где y — вертикальная ось, x — горизонтальная ось. Координата x отражает время, а y — давление. Необходимо на этих осях отложить деления, которые позволили бы находить координаты точек этой линии, но уже в следующих единицах измерения: Па — вдоль оси y, секунды — вдоль оси x (рис. 11.35).

При решении этой задачи мы ограничимся простейшим случаем, когда соответствие между единицей длины оси *x* и времени *t*, а также

Рис. 11.35. Использование начальной части кривой давления (до момента остановки груза) в координатах (y-x) для нахождения тарировочного коэффициента  $K_p = dp/dy$  при известном коэффициенте  $K_t = dt/dx$ 

 $y p t_H$  $y_m p_m$  $p_m$  $p_$ 

7 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

между единицей длины оси *у* и давлением *р* задается линейными функциями:

$$t = K_t x$$
 или  $dt = K_t dx;$  (11.56)

$$p = K_p y. \tag{11.57}$$

Размерности коэффициентов  $K_t$  и  $K_p$  есть  $[K_t] = c/мм$  и  $[K_p] = \Pi a/мм$ . Значение константы  $K_t$  в (11.56) можно считать уже известным, так как оно определяется по шкалам у рукояток или кнопок (часто виртуальных), с помощью которых задается режим работы стандартного, промышленного изготовленного прибора регистрации и вывода информации, например, осциллографа. Линейность зависимости (11.57) обеспечивается принципом действия датчика давления и настройкой параметров работы измерительно-преобразовательной системы, но само значение константы  $K_p$  находится в результате выполнения процедур тарировки с использованием расчетной формулы, которая получается подставкой выражений (11.56) и (11.57) в закон сохранения импульса. В результате простейших преобразований получим:

$$K_{p} = \frac{4m_{y}W_{y}}{\pi d_{\Pi}^{2}} \frac{1}{K_{t}} \left[ \int_{0}^{x_{H}} y dx \right]^{-1}.$$
 (11.58)

Значение  $K_p$ , вычисленное по (11.58) с использованием условий тарировочного опыта, т. е. известных значений  $m_y$ ,  $K_t$ ,  $d_{\text{Ц}}$ ,  $W_y$ , используется уже и при анализе других кривых давления, полученных в иных условиях эксперимента, в частности, с исследуемыми образцами между цилиндрами (бойком и наковальней).

Однако для того, чтобы результаты преобразования некоторой новой экспериментальной кривой давления y(x) в форму p = p(t), получаемую с использованием уравнений (11.56) и (11.57) и найденного значения  $K_p$ , можно было применять для анализа динамики давления в исследуемом образце между цилиндрами (бойком и наковальней), необходимо выполнение условия пренебрежимости массой верхнего цилиндра-бойка относительно массы ударника.

Выражение (11.58) для нахождения тарировочного коэффициента  $K_p$  и уравнения (11.56), (11.57) можно применять для пересчета кривой давления y = y(x)) в форму p = p(t) не только тогда, когда для получения кривой давления y = y(x) использован специальный датчик, позволяющий измерять средние давления непосредственно между грузом-ударником и бойком. В практике экспериментов часто используют различные тензодатчики, скрепленные с поверхностью нижнего цилиндра (наковальни), которые позволяют получать выходной сигнал измерительно-преобразовательной системы в виде электрического напряжения, прямо пропорционального деформации упруго деформируемого металла. В подобного рода способах регистрации процесса датчиком

давления становится сам нижний цилиндр (наковальня) с закрепленным на нем тензоэлементом, чувствительным к деформациям.

## § 12. Схемы и характеристики устройств нагружения сред взрывом и ударом

12.1. Устройства для нагружения объектов взрывом. Устройства, предназначенные для непосредственного нагружения объектов газодинамического исследования взрывом или для метания ударников, которые затем взаимодействуют с объектами исследования, являются достаточно простыми и потому находят широкое применение в газодинамических экспериментах. Эти устройства в качестве обязательных элементов содержат основной нагружающий заряд бризантного ВВ и капсюль-детонатор — элемент, который применяется во всех взрывных работах как стандартизованное (или одно из стандартизованных), промышленно изготавливаемое изделие. Очень часто возникает необходимость помещения между капсюлем-детонатором (или капсюлями, детонаторами) и основным нагружающим зарядом дополнительного устройства, предназначенного для того, чтобы, по крайней мере, к моменту подхода к поверхности нагружаемой среды детонационный фронт имел определенную, заданную форму, например, плоскую (чаще всего), сферическую или цилиндрическую сходящуюся (рисунки 11.17, 11.19), сферическую или цилиндрическую расходящуюся.

Разновидности таких устройств, разработанные в начале 50-х годов двадцатого века, мы назовем детонационными генераторами (ДГ). Они генерировали на поверхности нагружающих зарядов ударные волны такой большой интенсивности, что зона перехода их в нормальную детонацию была несоизмеримо мала с высотой нагружающего заряда, а практически весь заряд детонировал в режиме Чепмена-Жуге со скоростью Дчж, либо взрывное превращение от нормальной детонации усиливалось до появления пересжатых детонационных волн и переходило в пересжатый режим (рис. 11.18). При этом очень большое внимание уделялось способности ДГ формировать в нагружающем заряде фронт детонационной волны определенной заданной формы. Эти устройства можно было использовать и для генерации ударных волн в инертных материалах, сжимаемость которых изучалась, но с очень ограниченными возможностями регулировании параметров начальных импульсов для исследуемых материалов с одинаковыми начальными характеристиками.

Дальнейшее развитие техники взрыва и удара и связанных с этим экспериментальных исследований привело к появлению конструкций генераторов, которые можно было использовать как для предельно быстрого формирования в нагружающих зарядах ВВ нормальных детонационных волн, так и ударных волн с широким диапазоном их амплитудо-временных характеристик в различных средах. Таким более «универсальным» устройствам мы дадим «расширенное» название волновых генераторов (ВГ).

Если параметры ВГ и заряда ВВ, подвергаемого его действию, таковы, что начальный импульс практически сразу вызывает нормальную детонацию, то устройство инициирования можно называть как волновым, так и детонационным генератором. Если устройство генерирует в ВВ ударную волну, либо не переходящую в детонацию, либо переходящую в детонацию на дистанции такого же порядка, что и высота заряда, то его следует считать в данном конкретном случае волновым генератором.

Разработка, отработка и даже изготовление волновых и детонационных генераторов относятся к задачам, которые на практике решаются довольно часто в каждой исследовательской лаборатории «индивидуально», а не промышленным централизованным способом.

При этом на стадии разработки устройств, срабатывающих от действия капсюлей-детонаторов и обеспечивающих создание в основном нагружающем заряде детонационной волны с фронтом заданной формы, обычно руководствуются простейшими представлениями о возбуждении детонации в окрестности капсюля-детонатора. Предполагают, что детонационный фронт в начальный момент времени имеет форму поверхности, по которой капсюль-детонатор соприкасается с зарядом основного бризантного ВВ (наличием зазоров пренебрегают). Точки фронта детонации движутся с самого начала со скоростью  $D_{\rm ЧЖ}$ по направлениям, нормальным к поверхности контакта капсюля-детонатора с зарядом ВВ (имеется ввиду та часть капсюля-детонатора, в которой расположен инициирующий заряд). При этом полагают, что для построения поверхности фронта детонации в момент времени t достаточно иметь поверхность фронта детонации в момент времени  $(t - \Delta t)$  и в каждой ее точке построить элементарные сферы радиусом, равным произведению  $D_{\rm YW} \cdot \Delta t$ . Поверхность, являющаяся огибающей для этих элементарных сфер, и будет поверхностью детонационного фронта в момент времени t.

Однако достаточно часто приходится учитывать то, что действительное распространение фронта детонации происходит более сложным образом. Понимание такой особенности распространения фронта детонации приходит обычно после того, как будет изготовлена и проверена первая версия конструкции и начинаются дополнительные работы, в результате которых уточняются и окончательно определяются параметры конструкции устройств, которые в действительности создают детонационные волны с требуемой формой фронта.

В газодинамических экспериментах находят применение самые разнообразные устройства формирования требуемых фронтов детонационных волн различных конфигураций. При этом используют множество приемов формирования детонационных волн и конструктивных схем для их реализации. Также происходит непрекращающееся совершенствование конструктивных схем и нарастание их количества. Мы ограничимся кратким ознакомлением с основными способами, схемами (и сопутствующими им понятиями), используемыми при формировании детонационных волн с простейшими формами фронтов, наиболее часто реализуемыми в газодинамических экспериментах.

Элементы этих способов и схем либо в неизменных, либо в модифицированных формах используются также в устройствах, предназначенных уже явно не для газодинамических исследовательских экспериментов.

**12.1.1.** Первичные элементы устройств взрывного нагружения. Детонация в зарядах ВВ, необходимая для нагружения исследуемого объекта, возбуждается под действием элементов, которые мы относим к первичным по отношению к заряду, служащему созданию определенной формы фронта детонационной волны и ориентации его в нужном направлении его движения. Такими первичными элементами являются капсюли-детонаторы, детонационные трансляторы и «фокусирующие» устройства, причем последние можно условно назвать «точечными детонационными генераторами».

Капсюль-детонатор срабатывает от простейшего начального импульса и создает так называемый детонационный начальный импульс, под действием которого в примыкающем заряде бризантного ВВ возбуждается детонация. При недостаточно высокой чувствительности инициируемого заряда между ним и капсюлем-детонатором помещается промежуточный детонатор, усиливающий детонационный импульс. Если детонационный импульс необходимо передать на заряд, который по каким-либо причинам не может находиться в контакте с капсюлем-детонатором, то для этого используют устройства, называемые детонационными трансляторами. Если положение точки на поверхности заряда, из которой «исходит» ось симметрии поверхности распространяющегося по ВВ фронта детонационной волны, надо получить с точностью большей, чем это обеспечивает капсюль-детонатор, то применяют так называемые устройства «фокусирования» детонационного импульса или фокусирующие устройства.

При газодинамических экспериментах обычно применяют капсюлидетонаторы, которые приводятся в действие электрическими импульсами, передаваемым по проводам. В капсюлях-детонаторах общего назначения, которые прежде всего применяются в промышленных взрывных работах или в военном, саперном деле, электрический импульс используется непосредственно лишь для инициирования воспламенительного состава в форме взрывного горения, но не детонации. Срабатывание этого состава создает мощный форс пламени, направленный через существенный воздушный промежуток или по специальному каналу на такое инициирующее вещество (ИВВ) или на совокупность слоев ИВВ, в которых реакция, возникшая под действием форса пламени, очень быстро (до долей микросекунды) переходит в детонационную форму. Бризантное BB, находящееся в контакте с той частью капсюля-детонатора, в которой находится детонирующее ИВВ, испытывает сильное ударно-волновое воздействие и отвечает на него появлением детонации. Устройства инициирования детонации, действующие по такой схеме, называют электродетонаторами (ЭД). Для того чтобы сократить промежуток времени между срабатыванием воспламенительного состава и возникновением детонации в остальной части капсюля-детонатора, в первую очередь избавляются от зазора, прохождение по которому форса пламени порождает задержку и разброс времени задержки между подачей электроимпульса и срабатыванием в детонационном режиме заряда ИВВ. Такие капсюли-детонаторы называются уже не просто электродетонаторами, а быстродействующими электродетонаторами (БЭД). Это название обусловлено тем, что, повышая напряжение электрического импульса до сотен и тысяч Вольт, можно добиться того, что время задержки появления выходного детонационного импульса можно сократить до долей микросекунды. Принцип действия БЭДа позволяет при необходимости ввести в него дополнительный элемент, который обеспечивает достаточно высокую осесимметричность фронта детонации, возникающего в заряде инициирующего ВВ (ИВВ) капсюля-детонатора. Этим элементом может быть перегородка из пластика или картона толщиной приблизительно в несколько десятых долей миллиметра, которая отделяет основную часть ИВВ от тонкого слоя, который непосредственно воспринимает воздействие от электрического разряда. В этой перегородке имеется очень малое отверстие, заполненное тем же ИВВ и расположенное строго по оси симметрии капсюлядетонатора.

Независимо от того, является ли капсюль-детонатор ЭДом, БЭДом или БЭДом с высокой осесимметричностью фронта детонации, он представляет собой цилиндрическое тело диаметром ориентировочно от 6 до 10 мм, которое устанавливается на торец основного нагружающего заряда бризантного BB. Его соосность с нагружающим зарядом обеспечивается либо углублением (называемым гнездом) в торцевой части заряда, либо дополнительной направляющей центрирующей муфтой (деревянной, пластиковой), закрепленной на поверхности заряда BB.

В тех случаях, когда единственным требованием, предъявляемым к системе инициирования детонации в заряде бризантного BB, является высокая надежность возбуждения штатного, незатухающего режима детонации, место контакта капсюля-детонатора с зарядом основного BB обычно рассматривают как точку, являющуюся предположительно центром концентрических сфер — фронтов детонационной волны в различные моменты времени, распространяющихся со скоростью  $D_{\rm ЧЖ}$ .

Но в некоторых случаях необходимо добиваться не только требуемой надежности возбуждения нормальной детонации нагружающего заряда бризантного ВВ во взрывном устройстве. При этом необходимо также учитывать возможность того, что из-за неосесимметричности или эксцентричности детонационного фронта в инициирующем взрывчатом веществе в капсюле-детонаторе, а тем более из-за несоосности



Рис. 12.1. Взаимное положение «воображаемой точки инициирования детонации» (O), действительных (сплошные линии) и воображаемых при идеальном инициировании (штриховые линии) фронтов детонационных волн в два момента времени  $t_1$  и  $t_2 > t_1$ , при возбуждении детонации в нагружающем заряде (1) капсюлем-детонатором (ЭД или БЭД) (2), центрируемым с помощью деревянной или пластмассовой детали (3)

или перекоса при установке капсюля-детонатора на заряде бризантного ВВ, даже при высочайшей однородности распределения характеристик его микроструктуры может появиться значительный и недопустимый эксцентриситет е<sub>ЭКС</sub> фронта детонационной волны (рис. 12.1).

Для того чтобы нейтрализовать влияние дефекта первичного инициирующего устройства, проявляющегося в наличии эксцентриситета еэкс фронта детонации в нем, при инициировании детонации основного заряда бризантного BB можно использовать «фокусирующее» устройство, принцип действия которого показан на рис. 12.2. Центральная полость в детали 4 заполняется ВВ с очень малым значением критического диаметра, высокой восприимчивостью к детонационному импульсу и бризантностью, а следовательно, и высокой способностью возбуждать детонацию в других ВВ. Этими качествами обладают, например, смеси тонкодисперсного ТЭНа с 15% полиизобутилена или силиконового каучука. Этими составами с критическими диаметрами в десятые доли миллиметра (если заряд имеет металлическую оболочку) можно заполнять полости вручную или используя технологии экструзионного снаряжения изделий (после заполнения составом со связующим из каучука осуществляется «отверждение» заряда — полимеризация каучука). Нижняя часть заряда имеет расширение для усиления инициирующей способности устройства, которая возрастает с увеличением диаметра пятна *d*<sub>ни</sub> приложения начального импульса (НИ) к инициируемому заряду и с увеличением массы инициирующего ВВ, прилегающей к этому пятну. Переход от канала диаметром  $d_{\mathsf{T}}$  к торцевой части диаметром



Рис. 12.2. Схема устройства фокусировки инициирующего детонационного импульса (или точечного детонационного генератора), нейтрализующего эксцентриситет *е*экс фронта детонационной волны в капсюле-детонаторе относительно основного заряда бризантного BB: *1* — капсюль-детонатор или другое инициирующее изделие с *2* — эксцентричным фронтом детонационной волны; *3* — «фокусирующий» заряд BB; *4* — корпус фокусирующего устройства; *5* — основной заряд бризантного BB

*d*<sub>НИ</sub> выполняется плавным, специальным образом, чтобы обеспечить правильную осесимметричную форму фронта детонационной волны в процессе ее перехода из узкой цилиндрической части в расширяющийся канал. При правильно сформированной полости эксцентриситет фронта детонационной волны на выходе устройства, состоящего из деталей 3 и 4, не превышает величину, равную диаметру трансляторной (транслирующей) части заряда  $d_{T}$ . При этом уже с достаточно высокой точностью можно считать, что фронт детонационной волны в заряде ВВ 5 со временем приобретает форму сферы, центр которой лежит в точке, где-то между  $O_1$  и  $O_2$  на оси симметрии. Эту точку можно назвать точкой инициирования детонации в заряде 5. Ее положение определяется сочетанием свойств ВВ, из которых сделаны заряд 5 и нижняя часть заряда 3, а также диаметром  $d_{\rm HM}$  и массой этой нижней части заряда 3. На практике обычно не возникает большой необходимости в уточнении вертикального осевого положения этой точки инициирования детонации, и можно считать, что она лежит на пересечении оси и плоскости приложения НИ к инициируемому заряду. Более важным в некоторых случаях является то обстоятельство, что фронт детонации в инициируемом заряде не мгновенно достигает скорости, равной  $D_{\rm ЧЖ}$ , которая указана в справочниках. При инициировании детонации даже во флегматизированном гексогене при инициирующей способности нижней расширенной части «фокусирующего» заряда такой же, как у электродетонатора, детонационная волна для увеличения скорости от начального значения около 7 000 м/с до  $D_{\rm YW} = 8\,300$  м/с должна пройти путь до 25...30 мм.

В фокусирующих устройствах высота верхней «входной» конической части «фокусирующего» заряда и длина его трансляторной передаточной части диаметром *d*<sub>T</sub> выбирается из соображений формирования и стабилизации осесимметричной формы фронта детонационной волны, который при переходе из верхней конической части заряда в узкую цилиндрическую может испытывать сильные возмущения вследствие поворота детонации.

В некоторых экспериментах возникает необходимость увеличения длины части заряда диаметром  $d_{\rm T}$  просто для того, чтобы расположить электродетонатор подальше от точки инициирования детонации основного заряда бризантного ВВ. В подобных случаях при разработке и изготовлении конструкций, похожих на «фокусирующие» устройства, основное внимание уделяется возможности достижения требуемого удлинения части заряда с малым значением диаметра  $d_{\rm T}$ , и получающееся устройство называют транслятором детонационного импульса. Если по каким-либо причинам нельзя использовать стандартно изготавливаемые промышленным образом детонационные шнуры (ДШ), то трансляторы детонационного импульса изготавливают индивидуально. На рис. 12.3 показана часть схемы эксперимента, при котором используется простое устройство, называемое детонационным транслятором.

В этом эксперименте необходимо создать ударную волну с высоким давлением на фронте, который должен иметь форму сферы сравнительно малого радиуса. Это условие делает необходимым использование сферического заряда ВВ, инициируемого из центра так, чтобы фронт детонационной волны имел форму, максимально приближающуюся к сфере, концентричной с наружной поверхностью заряда. Если радиус сферического заряда мал и отсутствует миниатюрный ЭД или БЭД, который можно было бы ввести через канал малого диаметра в центр заряда, то используют специально сделанный детонационный транслятор. Его трансляторную часть можно вырезать в виде стержня

Рис. 12.3. Схема устройства нагружения жидкости с использованием детонационного транслятора для создания сферической расходящейся детонационной волны, концентричной наружной поверхности сферического заряда ВВ: 1 — капсюль-детонатор; 2 — детонационный транслятор; 3 — разрезная трубочка, не дающая детонационному транслятору касаться нагружающего заряда; 4 — усилитель детонационного импульса; 5 — нагружающий заряд ВВ; 6 — фронт детонационной волны; 7 — генерируемый детонирующим транслятором фронт ударной волны в заряде ВВ, который из-за малого радиуса кривизны быстро затухает, не порождая детонации



с поперечным сечением с размером менее 1 × 1 мм из листового BB (на основе ТЭНа), изготовленного промышленным стандартным образом. Упомянутое листовое ВВ по физико-механическим свойствам и по возможности его разрезания острым лезвием напоминает пластинку жевательной резинки. Для того чтобы изготовленный стержень не касался поверхности канала в заряде ВВ и не мог вызвать появления точки инициирования вне центра сферы, его необходимо расположить по центру канала в заряде ВВ. С этой целью можно использовать, например, пластиковую (полиэтиленовую) трубочку (изолятор, снятый с электрического провода) длиной несколько больше радиуса сферического заряда бризантного ВВ, нагружающего воду, и разрезанную вдоль образующей. Это позволяет разместить заряд-транслятор детонации так, как показано на сечении А-А. Заметим, что изготовление сферического заряда с высокой степенью однородности микроструктурных характеристик, содержащего канал цилиндрической формы диаметром 2...2,5 мм, является самостоятельной технологической задачей, требующей разработки и изготовления соответствующих технологических устройств и инструментов, так как мы имеем дело со взрывчатыми материалами и с необходимостью соблюдения стандартных и разумных мер предосторожности. Схема (рис. 12.3) разработана В.Т. Маркиным.

Из-за малого сечения заряда-транслятора детонации и достаточно малого диаметра канала в заряде бризантного ВВ фронт ударной волны, возникающей вокруг пластиковой трубочки под действием скользящей детонационной волны, имеет очень большую кривизну и поэтому не способен усилиться (ускориться) до детонации. Затуханию ударной волны заряде ВВ без перехода ее в детонацию способствует увеличение отношения диаметра канала, в котором располагается пластиковая трубочка, к диаметру трансляторной части «фокусирующего» заряда. Такая конструкция транслятора позволяет подвести детонационный импульс к центру сферического заряда ВВ и за счет утолщения на конце стержня усилить детонационный импульс настолько, что в заряде ВВ появится детонация, фронт которой при приближении к поверхности заряда принимает практически форму сферы, в центре которой расположен свободный конец стержня трансляторной части «фокусирующего» заряда или утолщение на этом конце, являющееся усилителем детонационного НИ. Способность «фокусирующих» устройств генерировать детонационные волны с расширяющимися фронтами, форма которых предельно приближена к сферической, дает основание назвать такие детонационные генераторы «точечными». Центр сферической фронтальной поверхности расходящейся детонационной волны можно назвать точкой инициирования детонации, хотя очень часто под точкой инициирования понимают центральную точку дна капсюля-детонатора или свободного торца стержня детонационного транслятора, которые прижимаются к заряду бризантного ВВ.

**12.1.2.** Линейно-волновые детонационные генераторы (ЛВДГ) в основном используются в устройствах нагружения исследуемых объектов или в устройствах метания ударников скользящей детонационной волной и непосредственно предназначены для создания на поверхности основного нагружающего заряда не точки инициирования, а линии инициирования, обычно прямой. В этих устройствах развитие детонационного процесса, возбужденного в точке инициирования (ТИ), приводит к появлению фронта детонационной волны, самая большая часть поверхности которого является цилиндрической. Прямолинейные образующие этой поверхности движутся в одном направлении — направлении распространения детонации со скоростью D (в частности,  $D = D_{\rm ЧЖ}$ ). Направляющая линия цилиндрической поверхности детонационного фронта по форме близка к дуге окружности или эллипса с выпуклостью, обращенной в сторону распространения детонации.

Следует иметь в виду, что в некоторых случаях цилиндрическую поверхность детонационного фронта, особенно если она распространяется вдоль листового заряда ВВ, можно представлять очень упрощенно в виде полосы с шириной, равной толщине листа ВВ. Мы пока воздержимся от такого упрощения.

Если плоский срез плоского листового заряда ВВ, по которому в направлении, ортогональном этому срезу, распространяется детонационная волна с цилиндрическим фронтом, прижать к плоской поверхности другого заряда ВВ, то на нем появляется линия инициирования детонации, относительно которой начнет распространяться новая детонационная волна, также имеющая цилиндрическую форму фронта.

Линией инициирования детонации является линия соприкосновения поверхности фронта детонационной волны листового заряда-донора с плоскостью заряда-акцептора. По



Рис. 12.4. Линейно-волновой детонационный генератор, склеенный из прямоугольного листа ВВ (листового ВВ) и семи полосок листового ВВ: ТИ — точка инициирования; КФДВ — контур фронта детонационной волны линейной формы

этой причине лист BB, в котором сформирована детонационная волна с поверхностью, содержащей прямолинейные образующие, называется линейно-волновым детонационным генератором.

На рис. 12.4 видно, как в прямоугольном листе из ВВ получается детонационный фронт с практически прямолинейными образующими с помощью полосок, которые можно вырезать из того же листового ВВ и склеить соответствующим образом. Склеенные полоски ВВ образуют такую фигуру, что длина прямолинейного пути фронта детонационной волны от ТИ до листа ВВ равна длине пути с изломом траектории (показанной также утолщенной штриховой линией со стрелкой) от той же ТИ до той же стороны листа ВВ. При выходе детонационных волн по полоскам ВВ на лист ВВ сначала очень быстро образуется детонационный фронт с контуром в виде «волнистой» линии, состоящей из дуг окружностей с центрами в местах приклеивания полосок к листу. По мере приближения детонационного фронта к противоположной стороне листа ВВ контур его поверхности на большей части пути вырождается в прямую линию — одну из образующих цилиндрической поверхности. Так как цилиндрическая поверхность фронта детонации  $D^*_{\rm UK}$  в тонких листах ВВ может незначительно, но отличаться от детонации в режиме Чепмена–Жуге  $D_{\rm UK}$  с плоским фронтом детонационной волны.

Если листовое ВВ изогнуть так, что длинная сторона прямоугольного листа искривится, то прижав ее к плоскости акцепторного заряда, мы получим искривленную линию инициирования.

Существует множество способов создания ЛВДГ и их конструкций. Мы отметим лишь еще одну конструкцию, достаточно простую для изготовления ЛВДГ способом перфорирования листового ВВ, которая показана на рис. 12.5.



Рис. 12.5. Схема линейно-волнового детонационного генератора, сделанного из перфорированного листового ВВ: ТИ — точка инициирования детонации в листовом ВВ; КО — контур отверстия; ЛВВ — листовое ВВ; КФДВ — контур фронта детонационной волны

Если сквозные круглые отверстия в листовом ВВ расположены равномерно, как это показано на рисунке, то фронты детонационных волн попадают в точки между отверстиями нижнего ряда практически в одно и то же время как по прямолинейным траекториям вдоль ребер треугольника, так и по искривленным траекториям (как это показано «извивающейся» штриховой линией), потому что пути при этом равны. После прохождения нижнего ряда отверстий фронты детонационных волн претерпевают такую же эволюцию в оставшейся без отверстий части листа ВВ, как и в устройстве, показанном на рис. 12.4. Схема устройства показана на рис. 12.5 условно в том смысле, что для получения на выходе фронта детонации с прямолинейным контуром длиной  $l_{ЛИН}$  около 300 мм, количество равномерно расположенных отверстий в листе должно быть таким, чтобы в нижнем ряду их было около сорока, а не шесть, как это изображено на рисунке.

С примером использования ЛВДГ как элемента другого устройства мы познакомимся уже при рассмотрении плосковолновых генераторов.

12.1.3. Плосковолновые детонационные генераторы (ПВДГ) в основном используются для возбуждения на плоских поверхностях нагружающих зарядов плоских фронтов детонационных волн, распространяющихся в направлении «от устройства инициирования». В некоторых случаях ПВДГ применяют непосредственно как устройства нагружения без дополнительных зарядов ВВ (при этом их называют просто плосковолновыми генераторами (ПВГ)).

ПВДГ, широко применяемые в экспериментах в настоящее время, по принципу действия разделяют на линзовые и безлинзовые. Линзы ПВДГ, с помощью которых осуществляется выравнивание фронта волны, бывают активными (изготовленными из ВВ) и инертными, но взрывопроводящими (в генераторах фронтов детонационных волн сложных неплоских форм используют также инертные невзрывопроводящие линзы). Безлинзовые ПВДГ по принципу действия разделяют, в свою очередь, на устройства «ударного» и «дискретного» действия. Мы рассмотрим лишь наиболее известные представители этих групп ПВДГ.

Плосковолновые детонационные генераторы с активной линзой. ПВДГ с активной линзой содержат как минимум две детали из ВВ с различными скоростями детонации:  $D_1$  и  $D_2$ , сопрягаемые по поверхности вращения (рис. 12.6). Форма этой поверхности сопряжения подбирается так, чтобы фронт детонационной волны, расходящийся из точки инициирования (ТИ), к моменту достижения контрольной плоскости (A–A) выравнивался до плоской формы. Деталь, имеющая выпуклую форму, называется вкладышем или линзой. В общем случае точка инициирования детонации заряда со скоростью  $D_1$  может не совпадать с вершиной линзы, имеющей скорость детонации  $D_2$  (рис. 12.6). Поэтому условие одновременного прихода точек фронта детонации на контрольную плоскость (A–A) из ТИ по прямой траектории (в точку  $A_{12}$ ) и по изломленной траектории через произвольную точку i на



Рис. 12.6. Схема сопряжения двух деталей из BB<sub>1</sub> и BB<sub>2</sub> для получения плоской формы фронта детонации на контрольной плоскости (A-A): ТИ — точка инициирования; BB<sub>1</sub> — BB со скоростью детонации  $D_1$ ; BB<sub>2</sub> — BB со скоростью детонации  $D_2 < D_1$ ; BB<sub>д</sub> дополнительный заряд BB для дальнейшего распространения детонации с плоским фронтом

поверхности сопряжения запишем в виде:

$$\frac{\sqrt{y^2 + x^2}}{D_1} + \frac{H_{\rm TH} - x}{D_2} = \frac{\sqrt{H_{\rm TH}^2 + R_3^2}}{D_1} = {\rm const.}$$

Отсюда, задавшись параметрами ПВДГ ( $D_1$ ,  $D_2$ ,  $R_3$ ,  $H_{\text{TM}}$ ), можно получить уравнение y = y(x) для образующей поверхности вращения, сопрягающей две детали.

Если взять два BB со скоростями детонации, удовлетворяющими при заданных геометрических параметрах схемы  $R_3$  и  $H_{TH}$  условию

$$\frac{D_1}{D_2} = \sqrt{1 + \left(\frac{R_3}{H_{\rm TM}}\right)^2},$$
 (12.1)

или, наоборот, взять геометрические схемы, удовлетворяющие при заданных скоростях детонации  $D_1$  и  $D_2$  условию

$$\frac{R_3}{H_{\rm TH}} = \sqrt{\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 - 1},$$
 (12.2)

то образующей будет прямая с уравнением

$$y = \frac{R_3}{H_{\text{TH}}} x = \left( \sqrt{\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 - 1} \right) x.$$

Это означает, что при выполнении соотношений (12.1) или (12.2) для получения плоского фронта детонационной волны в контрольном сечении (A–A) поверхность сопряжения необходимо делать конческой с углом раствора конуса при вершине  $\xi = \pi - 2 \theta_{\text{OK}}$ , где  $\sin \theta_{\text{OK}} = D_2/D_1$ , и точку инициирования детонации располагать на вершине этого конуса ( $H_{\text{TM}} = H$ ), как показано на рис. 12.7.

ПВДГ с конической формой поверхности сопряжения двух деталей являются наиболее простыми в изготовлении. Верхняя или наружная деталь с конической выемкой выполняется из ВВ с большей скоростью детонации (обычно литьевой состав тротил/гексоген). Нижнюю деталь, Рис. 12.7. Схема плосковолнового детонационного генератора (ПВДГ) с активной линзой: 1 — активная линза из ВВ со скоростью детонации  $D_2$ ; 2 — наружный заряд из ВВ со скоростью детонации  $D_1 > D_2$ ; 3 — электродетонатор; ТИ — точка инициирования на вершине теоретической конической поверхности сопряжения



или вкладыш, изготавливают из ВВ с низкой скоростью детонации (обычно из смеси бариевой селитры с тротилом, называемой баротолом и имеющей при плотности 1,5 г/см<sup>3</sup> скорость детонации  $D_2 = D_{\rm YK} = 4,87$  км/с). На рис. 12.7 показана схема реального ПВГ с коническим вкладышем.

Обязательно следует обратить внимание на то, что капсюль-детонатор или ТИ располагаются строго на вершине только теоретической поверхности конуса, но не на вершине реально скругляемого конуса, изготавливаемого в действительности. Это делается обязательно в связи с тем, что постоянная скорость детонации под капсюлем детонатором не достигается мгновенно и ТИ не является на самом деле бесконечно малой точкой, и что не менее важно, при этом вкладыш является более «технологичным». Параметры такой «скругляющей» части поверхности сопряжения уточняются опытным путем. Эффективность уточнений проверяется с помощью специальных методов сверхскоростной оптической регистрации выхода фронта волны на нижний торец ПВДГ.

Заметим, что при фиксированном диаметре (2 $R_3$ ) двух деталей из ВВ можно найти такое соотношени и скоростей их детонации  $D_1/D_2 > 1$  (например,  $D_1/D_2 = 2$ ) и соответственно такое значение  $\sqrt{(D_1/D_2)^2 - 1}$ , что вкладыш, выравнивающий фронт детонационной волны до плоской формы, будет иметь вид линзы или увеличительного стекла, как это показано на рис. 12.6. При этом точка инициирования детонации располагается на определенном расстоянии ( $H_{\rm TH} - H$ ) от вершины поверхности вкладыша. По-видимому, такая форма вкладыша явилась причиной того, что его называют также линзой, выравнивающей фронт детонации.

При изготовлении некоторых конструкций, независимо от того, будет ли использоваться устройство как собственно ПВДГ, или уже как устройство нагружения объектов, необязательно взрывчатых, к контрольной плоскости линзы A-A присоединяется (приклеивается) третья деталь — диск BB, имеющего иногда скорость детонации, превышающую  $D_2$ .

В заключение, отвлекаясь от основного необходимого содержания этого раздела, посвященного ПВДГ, заметим, что можно подобрать такую поверхность сопряжения зарядов ВВ со скоростями детонации  $D_1$  и  $D_2$ , что в заряде, имеющем скорость детонации  $D_2$ , появится участок поверхности фронта сферической сходящейся детонационной волны.

Плосковолновые детонационные генераторы с инертной взрывопроводящей линзой. К использованию ПВДГ с инертной взрывопроводящей линзой прибегают, исходя из соображений сравнительной простоты их изготовления. Коническую линзовую вставку делают из инертного материала (обычно парафина или свинца). На рис. 11.19 показан такой ПВДГ, применяемый в экспериментах для инициирования плоского фронта детонационной волны в пассивном заряде из флегматизированного гексогена, который предназначен для метания ударника в виде тонкого плоского диска. В ПВДГ с инертной взрывопроводящей линзой ударная волна, выходящая на плоскость контакта линзы с пассивным зарядом ВВ, имеет достаточно высокую интенсивность для возбуждения в нем практически сразу без задержки детонационной волны и является в отношении инициирующей способности аналогом детонационной волны со скоростью  $D_2$  в устройстве, показанном на рис. 12.7.

Безлинзовый плосковолновой детонационный генератор ударного действия. Безлинзовый ПВДГ ударного действия, схема которого показана на рис. 12.8, является достаточно простым устройством и поэтому находит широкое применение в экспериментах. Основными элементами этого ПВДГ являются тщательно отрихтованная металлическая пластина-ударник, заряд из листового ВВ и линейноволновой детонационный генератор. На рис. 12.8 показана схема одного из вариантов такого ПВДГ.

Под действием продуктов скользящей детонационной волны с линейным (цилиндрическим) фронтом пластина-ударник разгоняется и поворачивается на угол  $\theta$ . Значение скорости метания и угла поворота



Рис. 12.8. Схема плосковолнового детонационного генератора ударного действия: 1 — электродетонатор; 2 — линейно-волновой детонационный генератор; 3 — пластина-ударник; 4 — листовое ВВ; 5 — пластина для установки ПВДГ на инициируемом заряде (устройства фиксации угла  $\theta$  не показаны); 6 инициируемое ВВ; 3\* — часть пластины-ударника в момент «соприкосновения» с деталью 5 или 6, если деталь 5 отсутствует

пластины можно рассчитать по формулам (11.27)–(11.30). Ударник разгоняется до скорости, при которой его плоскосимметричное соударение с основным зарядом ВВ нагружающего устройства вызывает появление фронта детонационной волны со скоростью  $D_{\rm ЧЖ}$  практически на поверхности соударения. Например, для инициирования детонации в основном заряде нагружающего устройства из флегматизированного гексогена в виде диска толщиной около 20 мм и при пластине-ударнике из дюралюминия толщиной 2 мм достаточно взять два листа ВВ толщиной по 2 мм каждый. При этом для плоскосимметричности удара пластину-ударник с зарядом листового ВВ необходимо установить под углом  $\theta$  около 15° к плоскости инициируемого диска ВВ.

Для удобства и оперативности установки ПВДГ на объекте нагружения пластину-ударник фиксируют под определенным углом на тонкой установочной пластине из того же материала (на рисунке элементы фиксации не показаны). Точное значение установочного угла  $\theta$  для каждой партии листового BB, используемого для метания пластиныударника, находится опытным путем. При этом используются специальные оптические методы контроля плоскосимметричности соударения ударника с мишенью. В тех случаях, когда допускается некоторая «негладкость» поверхности фронта детонационной волны в заряде BB, по которому наносится удар, или используется высококачественное по характеристикам однородности микроструктуры листовое BB, пластину-ударник удобно делать из листа стекла с такими размерами, чтобы на ней закреплялся заряд листового BB вместе с линейноволновым детонационным генератором.

Безлинзовый плосковолновой детонационный генератор многоточечного действия. Безлинзовый ПВДГ, показанный на рис. 12.9, является одним из вариантов (сравнительно простым) детонационных генераторов многоточечного действия, разработанных для получения детонационных волн с различными, часто сложными по форме фронтами с различной ориентацией и направлением распространения относительно нагружаемых объектов.

Рис. 12.9. Безлинзовый плосковолновой детонационный генератор многоточечного действия, еще не закрепленный на плоскости инициируемого заряда ВВ: 1 — инициируемый заряд ВВ; 2 — каркасный слой; 3 — столбчатые детонационные трансляторы; 4 — усилители детонационный импульсов на столбчатых трансляторах; 5 плоскость инициируемого заряда, к которой прижимаются столбчатые детонационные трансляторы; 6 — стержнеобразные детонационные трансляторы



Создание надежных и эффективных ПВДГ, по принципу действия подобных тому устройству, что показано на рис. 12.9, оказалось возможным после появления высокофункциональных и высокотехнологичных материалов, как химически инертных, так и взрывчатых, обладающих высокими детонационной и инициирующей способностями. Основными элементами таких ПВДГ являются: каркасный слой вещества для фиксации деталей из ВВ в определенном пространственном положении; множество равномерно рассредоточенных коротких детонационных трансляторов столбчатой формы, пронизывающих каркасный слой; система удлиненных трансляторов в виде тонких стержней, расположенных по верхней плоскости каркасного слоя и определенным образом соединяющих столбчатые трансляторы между собой и одновременно с единственной начальной точкой инициирования. Детонация от этой ТИ передается сначала к одному из стержней, как это условно показано стрелкой *D*. Особенность соединения трансляторов между собой заключается в том, что фронты детонационных волн, распространяющихся по стержневым детонационным трансляторам, доходят до всех столбчатых трансляторов, имеющих одинаковую длину, одновременно. Поэтому на нижних торцах столбчатых трансляторов, обращенных к инициируемому заряду ВВ, детонационные импульсы появляются одновременно. Для улучшения инициирующего действия нижняя часть транслятора утолщена и называется усилителем детонационного импульса. Каркасный слой вместе со всеми детонационными трансляторами устанавливается на поверхности инициируемого заряда так, что торцы усилителей детонационных импульсов оказываются плотно присоединенными к нему и способными (при срабатывании ПВДГ) образовать множество равномерно рассредоточенных точек инициирования детонации. Стержнеобразные детонационные трансляторы, по которым детонация подводится к столбчатым трансляторам, практически никакого сколь-нибудь сильного воздействия на заряд ВВ, присоединенный к усилителям детонационного импульса, не оказывают. Это достигается тем, что поперечное сечение стержнеобразных детонационных трансляторов делается очень малым, а расстояние от них до плоскости контакта ПВДГ с инициируемым зарядом — сравнительно велико. Это приводит к очень сильному затуханию ударных расходящихся волн, образуемых в материале каркасного слоя при детонации трансляторов. По этой же причине не происходит сколь-нибудь сильного взаимодействия трансляторов между собой. Для улучшения затухания расходящихся ударных волн вокруг трансляторов каркасный слой обычно делают из пористых полимерных материалов, обладающих дополнительно к этому свойству большой прочностью и мелкоячеистой структурой для облегчения их механической обработки. Для того чтобы можно было возможно максимальным образом уменьшить поперечные сечения детонационных трансляторов и при этом избежать нежелательных эффектов проявления нестабильности фронта детонационной волны при ее поворотах, в таких ПВДГ используют ВВ с минимальными значения критических диаметров (в несколько раз меньшими, чем размеры сечения детонационных трансляторов). В лабораториях со средним уровнем технологического обеспечения для этой цели применяют листовые ВВ на основе ТЭНа и инертного связующего материала, по возможности, с большой скоростью звука.

В некоторых случаях используют ПВДГ многоточечного действия с дополнительными элементами. Например, для повышения надежности, но главным образом для ускорения формирования детонационной волны с практически плоским фронтом в низкоплотном пористом заряде ВВ, на торцах усилителей детонационного импульса столбчатых детонационных трансляторов помещают общий лист ВВ, по форме повторяющий поверхность инициирования нагружающего заряда. Для зарядов на основе гексогена плотностью около 0,4...0,6 г/см<sup>3</sup> удовлетворительно быстрая стабилизация детонационной волны по давлению наблюдается при толщине листового ВВ около 1 мм.

Если нагружение осуществляется уходящей детонационной волной, то ПВДГ помещают между нагружающим зарядом и нагружаемой средой. Для того чтобы в этом случае уменьшить локальные воздействия на поверхность нагружаемой среды со стороны стержнеобразных и столбчатых детонационных трансляторов, последние накрываются слоем из того же материала, что и каркасный слой. Роль этого дополнительного слоя становится наиболее важной, если необходимо создавать на поверхности нагружаемых объектов низкоамплитудные НИ, например, с давлением  $P_m$  всего лишь в несколько сотен МПа. В подобных случаях этот слой (достаточно большой толщины относительно листового ВВ на торцах столбчатых трансляторов) и каркасный слой делают из низкоплотного пенопласта. На рис. 12.10 показан фрагмент поперечного сечения ПВДГ точечного действия с усилителем детонационного действия в виде листового ВВ.

Рисунок 12.11 дает представление о возможностях равномерного рассредоточения множества точек инициирования детонации (равномерной «разводки» детонационных импульсов) на торце цилиндриче-

Рис. 12.10. Фрагмент волнового детонационного генератора для инициирования «уходящей» детонационной волны: 1 столбчатый детонационный транслятор; 2 — каркасный слой; 3 — усилитель детонационного импульса в виде листа ВВ; 4 — стержнеобразный детонационный транслятор; 5 — защитный слой (ослабитель ударно-волнового воздействия на нагружаемый объект от детонации деталей 1, 3, 4, изготавливаемых из высокоплотного ВВ



К инициируемому заряду ВВ



Рис. 12.11. Расположение (в соответствии с патентом RICHARD H.F. STRESAU) стержневых детонационных трансляторов для синхронного инициирования детонации в 112-ти точках инициирования и «незначительного упреждающего» срабатывания 8-ми столбчатых детонационных трансляторов (соединенных трансляторами, которые изображены штриховыми линиями)

ского заряда с чувствительностью как у ВВ, подобных флегматизированному гексогену или сплаву тротила с гексогеном. При этом суммарная толщина каркасного и защитного слоев такого многоточечного ПВДГ может быть доведена до 5...10 мм, если речь идет о создании уходящих детонационных волн для нагружения металлических объектов, сравнительно стойких к ударно-волновому воздействию. При генерации детонационных волн для нагружения по схеме падающей детонационной волны обычно не возникает жестких ограничений на толщину ПВДГ. При генерации детонационных волн в низкоплотных ВВ столбчатые трансляторы рассредотачивают значительно реже, чем это показано на рис. 12.11. При этом в тех случаях, когда реализуется схема нагружения объекта уходящей детонационной волной, суммарная толщина слоев такого детонационного генератора достигает ориентировочно 20 мм.

Заметим, что аналогичный принцип разводки детонационных импульсов можно применять для инициирования детонации и по цилиндрической, и по сферической поверхностям, создавая фронты детонационных волн соответствующей формы расходящимися или сходящимися (см., например, рис. 11.17).

Построение траекторий разводки детонационных импульсов на сферической поверхности для синхронного инициирования равномерно рассредоточенных столбчатых трансляторов является интересной и достаточно сложной геометрической задачей.

12.1.4. Схемы и характеристики устройств нагружения падающей и уходящей детонационными волнами и их элементов. Среди устройств нагружения исследуемых объектов наибольшее распространение получили те, что реализуют течения, создаваемые падающими детонационными волнами. Они позволяют с наиболее высокой точностью воспроизводить от опыта к опыту НИ со сравнительно высокими амплитудами  $p_m$  и при необходимости изменять эти давления с большой точностью и очень простым образом. НИ при этом характеризуются спадом давления сразу же за фронтом ударной волны. При рассмотрении устройств нагружения термин «падающая» мы будем относить к детонационным волнам не только с плоским фронтом, но и со сферическим (либо близким к сферическому) расходящимся или сходящимся фронтом, а также с цилиндрическими фронтами.

Взрывные устройства с фронтами детонационных волн сходящихся форм применяют в тех случаях, когда требуется сравнительно простым образом получить давления сжатия металлических и минеральных образцов около 100 ГПа или незначительно выше.

Взрывные устройства с плоскими фронтами падающих детонационных волн используют в тех случаях, когда для изучения процессов с высокой степенью достоверности интерпретации полученных экспериментальных результатов необходимо получать плоскосимметричное течение сред, находящихся под давлением от единиц до нескольких десятков ГПа.

Взрывные устройства с расходящимися фронтами падающих детонационных волн являются либо предельно упрощенными устройствами генерации ударно-волновых неплоскосимметричных течений с давлениями от единиц до десятков ГПа, либо достаточно громоздкими устройствами для получения так называемых «длинных» ударных волн с низким давлением. Заметим, что при генерации длинных ударных волн с низкими давлениями наряду со взрывными устройствами с падающей детонационной волной могут найти успешное применение устройства с уходящей детонационной волной. Однако последние устройства применяются несравненно реже устройств с падающей детонационной волной.

К настоящему времени разработано большое количество конструкций взрывных устройств для каждой из трех выделенных нами разновидностей параметров НИ. Мы ограничимся ознакомлением лишь с основными наиболее распространенными и самыми простыми принципиальными схемами этих трех видов взрывных устройств с падающими детонационными волнами.

**12.1.5.** Взрывные устройства со сходящимися детонационными волнами. Пример взрывного устройства с цилиндрической сходящейся детонационной волной показан на рис. 12.12. Эта волна в нагружающем заряде 1 высокоплотного бризантного BB с начальной скоростью детонации  $D_{\rm YK}$  на наружной поверхности создается детонационным генератором, включающим с свой состав: кольцевой заряд BB 2 с наружной конической поверхностью; листовое BB, которое в виде тонкой сплошной оболочки 3 покрывает коническую поверхность кольцевого заряда, а также цилиндрическую и торцевую поверхность детали 4, форма которой обеспечивает высокую соосность ее положения совместно с деталями 1 и 2; точечный детонационный генератор 5 с электродетонатором; осесимметрично нагружаемый объект исследования 6. В результате срабатывания точечного детонационно-



Рис. 12.12. Схема устройства для нагружения объекта «падающей» детонационной волной с цилиндрическим сходящимся фронтом: 1 — основной нагружающий заряд; 2 — кольцевой заряд детонационного генератора цилиндрической волны; 3 листовое ВВ; 4 — невзрывопроводящая деталь; 5 — точечный детонационный генератор; 6 — цилиндрический исследуемый объект

го генератора сначала детонирует листовое ВВ. Фронт волны в нем разбегается от точки инициирования А с одинаковой скоростью так, что по конической поверхности кольцевого заряда начинает бежать фронт детонации со скоростью  $D_{\Pi}$ , форму которого можно принять за окружность, лежащую в плоскости, перпендикулярной оси симметрии устройства. Толщина детали 4 и ее материал подбираются такими, чтобы ударная волна в ней, генерируемая при детонации листового ВВ, быстро затухала и не могла вызвать заметных изменений в зарядах ВВ 1 и 2. При этом в результате распространения детонационной волны по листовому ВВ на конической части кольцевого заряда, который сделан из достаточно высокочувствительного ВВ, возникает детонационная волна, имеющая практически сразу стационарную скорость  $D_{\text{ЦДГ}}$ , определяемую плотностью этого заряда. Форма фронта детонационной волны в кольцевом заряде является практически цилиндрической, если угол ξ при вершине конуса кольцевого заряда соответствует следующему соотношению скоростей детонации  $D_{\pi}$  и  $D_{\Pi\pi\Gamma}$ :

$$\sin(\xi/2) = \frac{D_{\mathrm{IL}\mathrm{J}\Gamma}}{D_{\mathrm{II}}}$$

При написании последнего соотношения мы пренебрегали некоторым небольшим ускорением возникающего детонационного фронта в кольцевом заряде при схождении его к оси симметрии устройства.

Плотность и скорость детонации кольцевого заряда, с одной стороны, а также чувствительность и акустический импеданс нагружающего заряда, с другой стороны, делают достаточно большими для того, чтобы при выходе цилиндрической волны детонационного генератора на наружную цилиндрическую поверхность нагружающего заряда практически сразу же возникала детонационная волна со скоростью  $D_{\rm ЧЖ}$ . По мере уменьшения радиуса фронта этой цилиндрической сходящейся детонации происходит прогрессирующее нарастание параметров состояния движения на ее фронте по сравнению с начальными значениями  $p_{\rm ЧЖ}$  и  $U_{\rm ЧЖ}$ . В результате на поверхность нагружаемого исследуемого объекта падает фронт пересжатой детонации, и давление  $p_m$  возникающего НИ существенно превышает значения, которые могли бы получиться при нагружении падающей детонационной волной с плоским фронтом (см. рис. 11.18).

Заметим, что цилиндрическую сходящуюся детонационную волну в нагружающем заряде можно создать, используя не цилиндрический детонационный генератор, показанный на рис. 12.12, а детонационный генератор многоточечного действия, аналогичный по принципу действия тому, что изображен на рис. 12.9, но отличающийся от последнего тем, что каркасный слой, несущий столбчатые детонационные трансляторы и стержнеобразные детонационные трансляторы, изогнут таким образом, что усилительные заряды столбчатых трансляторов прижимаются к наружной цилиндрической поверхности нагружаемого заряда. При этом схема расположения стержневых детонационных трансляторов в соответствии с принципом «раздвоения детонационной волны», показанная на рис. 12.11, очень хорошо подходит для создания цилиндрических детонационных генераторов. Первоначально возникающая детонационная волна в нагружающем заряде BB имеет «бугорчатую» форму, но пройдя расстояние, существенно меньшее толщины свода цилиндрического полого заряда ВВ, превращается практически в волну с гладким цилиндрическим фронтом, соосным поверхности нагружаемого исследуемого объекта.

Устройства взрывного нагружения со сферической сходящейся детонационной волной в газодинамических экспериментах используют, в частности, для воздействия на так называемые ампулы, содержащие исследуемые образцы веществ, которые необходимо сохранять для последующего изучения после сжатия давлениями в несколько сотен ГПа. Ампулы представляют собой сферические металлические ядра диаметром 60 мм, а само устройство нагружения включает в себя детали, которые образуют сферические слои вокруг этого ядра. «Наружный слой» состоит из высокоплотного бризантного ВВ, которое взрывается по внешней его поверхности или в ряде равномерно рассредоточенных точек под действием синхронно срабатывающих быстродействующих электродетонаторов, либо с помощью безлинзового детонационного генератора многоточечного действия, в котором используется принцип разводки детонации ко множеству точек инициирования нагружающего заряда от одной начальной точки детонационного транслятора (рис. 12.9). Возникающий в результате такого инициирования фронт сходящейся детонационной волны падает на систему внутренних чередующихся легких органических и тяжелых металлических слоев. Чередование этих слоев приводит к тому, что на поверхность ядра выходит фронт не ударной волны, а фронт волны сжатия с давлением, сравнительно плавно нарастающим до амплитудного значения 100 ГПа и выше. Эта система слоев инертных материалов различной динамической сжимаемости служит для изоэнтропизации сжатия нагружаемого объекта.

Совокупность, образованная этой изоэнтропизирующей системой, «наружным слоем» высокоплотного бризантного BB, системой многоточечного синхронного инициирования этого «слоя» BB, является устройством нагружения, которое можно назвать волновым генераторам. «Наружный слой» высокоплотного бризантного BB может дополнительно накрываться балластным металлическим слоем.

**12.1.6.** Простейшие взрывные устройства с плоскими и расхооящимися «падающими» детонационными волнами. Пример простейшей схемы устройства нагружения с плоским фронтом «падающей» детонационной волны показан на рис. 12.13. Эта схема содержит все типичные элементы подобных устройств, имеющих общее название плосковолновых генераторов (ПВГ). ПВГ срабатывает от электродетонатора и содержит, как обязательные элементы, плосковолновой детонационный генератор ПВДГ и основной нагружающий заряд (НЗ). Обычно нагружающий заряд изготавливают отдельно от вкладыша в ПВДГ (см., например, рис. 12.6). Между нагружаемым исследуемым объектом и ПВГ располагают плоскую деталь толщиной  $\delta$ , называемую либо прокладкой, либо ослабителем (или аттенюатором) ударной волны. Обычно эту деталь изготавливают из оргстекла (ПММА —



Рис. 12.13. Устройство нагружения через ослабитель «падающей» детонационной волной с плоским фронтом (*a*) и его характеристики: *б* — затухание ударной волны в ослабителе; *в* — форма сигналов, которые записываются некоторыми электронными устройствами, отображающими временные профили давления и массовой скорости в ослабителе; *1* — электродетонатор; *2* — листовое ВВ на основе ТЭНа; *3* — вкладыш вместе с нагружающим зарядом; *4* запрессованная накладка с гнездом под электродетонатор; *5* — ослабитель; *6* нагружаемый объект; *7* — чувствительный элемент датчика для измерения параметров состояния движения; НЗ — нагружающий заряд; ПВДГ — линзовый плосковолновой детонационный генератор; ПВГ — плосковолновой генератор (детали *4* и *5* отпрессованы либо из смеси поваренной соли с парафином в массовом соотношении 8 : 1, либо из хлористого калия)

полиметилметакрилата), реже из более дорогих материалов — алюминия или меди. Эти детали можно прессовать из смеси поваренной соли с парафином в массовом соотношении 8 : 1 или из хлористого калия, но при этом необходимо учитывать возникновение фазовых переходов, если давление в ударной волне превышает определенные для каждого вещества значения полиморфных превращений. Давление  $p_{\delta}$  на фронте ударной волны в ослабителе, подходящей к поверхности нагружаемого объекта, уменьшается по мере увеличения толщины ослабителя δ (рис. 12.13, б). Эту зависимость для каждой отработанной конструкции ПВГ и выбранного материала ослабителя получают путем регистрации временного профиля давления *р* или массовой скорости u(t) в центральной части поверхности контакта ослабителя и образца b(рис. 12.13, *a*), который для этой задачи изготавливается из того же материала, что и ослабитель. Если исследуемый образец, для нагружения которого использован ПВГ с ослабителем, имеет такую же динамическую сжимаемость, что и материал ослабителя ((*p*-*u*)-диаграммы материалов совпадают), то полученный временной профиль давления будет являться начальным импульсом (НИ) и его амплитуда обозначается как  $p_m$ . Начальная часть зависимости давления за фронтом НИ является практически «экспоненциальной»:

$$p(t) = p_m \exp\left(-t/t_m\right).$$

Для начальной части кривой  $p_{\rm CИ\Gamma},$  показанной на рис. 12.13, в,  $t_m\approx\approx5~{\rm mkc}.$ 

При наличии фазовых переходов форма НИ и зависимость  $p_{\delta} = p_{\delta}(h)$  усложняются нежелательным образом.

Обязательно надо обратить внимание на то, что кривая  $p_{\rm CU\Gamma}$ , показанная на рис. 12.13, *в*, является записью закона давления, действующего на датчик 7 (рис. 12.13, *а*) лишь в течение определенного времени  $t_{\rm HP}$ . При  $t > t_{\rm HP}$  давление в плоскости расположения датчика давления падает по тому же экспоненциальному закону, а система измерения давления манганиновым датчиком начинает выдавать уже ложный сигнал, отражающий якобы повышение давления.

Регистрация сигнала с магнитоэлектрического датчика массовой скорости обнаруживает такой же эффект: в течение времени  $t_{\rm HP}$  форма сигнала  $u_{\rm CИ\Gamma}$  отображает действительное монотонное падение массовой скорости u, а при  $t \ge t_{\rm HP}$  наклон линии  $u_{\rm CИ\Gamma}$  становится заметно больше, чем это следует из экстраполяции начальной части кривой. Это явление искажения регистрации течения среды обусловлено наложением (взаимодействием) двух причин. Первая причина заключается в том, что принцип действия использованных методик измерения давления и массовой скорости предполагает обязательную плоскосимметричность контролируемого потока и неизбежное появление ложной информации при попадании этих датчиков в неплоскосимметричный поток. Вторая причина заключается в том, что плоско среды в месте расположения чувствительных
элементов датчиков остается в течение времени  $t = t_{\rm HP}$ , пока не придут фронты волн разрежения, обусловленные наличием свободных боковых поверхностей и у ПВГ и у ослабителя. Время t<sub>нр</sub> называют временем неискаженной регистрации. В нашем примере оно составляет ориентировочно 1,5 мкс. При исследованиях некоторых газодинамических процессов такого времени бывает недостаточно, и его удлиняют за счет увеличения радиальных размеров устройства нагружения. Но в случае линзовых ПВДГ увеличение t<sub>HP</sub> вызывает необходимость увеличения и продольных размеров устройства для сохранения геометрического подобия. Поэтому, если мы хотим увеличить время t<sub>HP</sub> до 10 мкс за счет приблизительно шестикратного увеличения размеров ПВГ, то это приведет к увеличению массы ВВ в ПВГ более, чем в 200 раз. Экспериментальные работы с устройствами нагружения, содержащими заряды ВВ массой более 10 кг, проводят обычно уже на открытых площадках в полигонных условиях, а это представляет достаточно большие затруднения при некоторых методах измерения и регистрации характеристик исследуемых процессов. Нагружающие устройства с линзовыми ПВДГ обычно не делают с диаметром более 0,3 м. В основном в исследовательских лабораториях предпочитают работать с ПВГ диаметром около 100 мм, например, таким, какой показан на рис. 11.19.

Простые устройства нагружения, состоящие из цилиндрических шашек, инициируемых электродетонаторами в центре торца, противоположного объекту нагружения, и ослабителей, находят применение в экспериментах, не требующих соблюдения условий плоскосимметричности потока. При этом фронт детонационной волны, падающей на ослабитель, имеет форму, близкую к сферической. Каждое из устройств нагружения характеризуется своей зависимостью  $p_{\delta}(\delta)$  (см., например, рис. 12.14).

12.1.7. Взрывные устройства генерации низкоамплитудных ударных волн большой длительности. Для подробного изучения процессов, протекающих в материалах при ударно-волновом сжатии, необходимы не только устройства, генерирующие кратковременные импульсы давления сравнительно высоких амплитуд (несколько ГПа и выше), но и устройства, позволяющие создавать низкоамплитудные НИ большой продолжительности.

К последним относят обычно импульсы с амплитудой  $p_m \leq 1$  ГПа и длительностью постоянно действующего давления  $t_m \geq 10$  мкс или с постоянной времени в экспоненциальном законе падения давления за фронтом  $\tau_m \geq 20$  мкс. Рисунок 12.15 дает представление о форме таких НИ. Импульсы с такими характеристиками можно получить различными способами. Мы рассмотрим только три достаточно известных способа: способ длинных ударных волн с низким давлением в большом объеме воды вокруг сферического заряда BB с падающей детонационной волной (рис. 12.16); способ нагружения в ударной трубе уходящей



Рис. 12.14. Затухание ударной волны в ослабителе нагружающего устройства с цилиндрическим нагружающим зарядом (H3) из бризантного BB, инициируемого в центре свободного торца: *1* — H3 диаметром и высотой 95 мм из прессованной смеси флегматизированного гексогена с графитом, ослабитель — оргстекло; *2* — H3 диаметром и высотой 95 мм из «сплава» тротила и ТЭНа (50/50) плотностью 1,7 г/см<sup>3</sup>, ослабитель — оргстекло; *3* — H3 из двух шашек диаметром и высотой по 40 мм из прессованной смеси флегматизированного гексогена с графитом (детонатор заглублен на 25 мм от верхнего торца верхней шашки), ослабитель — карточки пленки из ацетата целлюлозы толщиной 0,19 мм; *4* — H3 диаметром 20,95 мм и высотой 20,3 мм из флегматизированного гексогена (95/5) плотностью 1,6 г/см<sup>3</sup>, детонатор диаметром 7 мм заглублен сверху на 16 мм, ослабитель — вода в трубке из оргстекла диаметром 21 мм

детонационной волной (рис. 12.17); способ нагружения в аквариуме уходящей детонационной волной в заряде ВВ, заключенном в прочную оболочку (рис. 12.18).

Способ длинных ударных волн с большом объеме воды вокруг сферического заряда BB с падающей детонационной волной основан на том, что при распространении ударной волны от заряда BB по передаточной среде (ПС) на большие расстояния происходит снижение давления  $p_{\Phi}$  на фронте и увеличение постоянной времени  $\tau_{\Phi}$  в экспоненциальном законе спада давления за фронтом

$$p = p_{\Phi} \exp\left(-t/\tau_{\Phi}\right).$$

Давление на фронте ударной волны достигает малых значений (1 ГПа и менее), как это видно на рис. 12.14 и рис. 12.16, на таких расстояниях от зарядов высокоплотных ВВ, которые уже превышают их радиальные размеры. Поэтому затухание ударных волн низких давле-



Рис. 12.15. Типичные формы расчетных временных профилей давления на поверхности нагружения в передаточных средах (или расчетных НИ), получаемых с помощью устройств генерации длинных ударных волн низкого давления: 1, 2 — НИ, получаемые в большом объеме воды вокруг сферического заряда (рис. 12.16); 3 – НИ при нагружении высокоплотного ВВ в ударной трубе (рис. 12.17) «уходящей» детонационной волной в заряде гексогена плотностью 0,3 г/см<sup>3</sup> и длиной 100 мм; 4 — НИ при нагружении высокоплотного BB в ударной трубе (рис. 12.17) «уходящей» детонационной волной в заряде гексогена плотностью 0,5 г/см<sup>3</sup> и длиной 100 мм; 5 — временной профиль давления в воде аквариума, нагружаемого «уходящей» детонационной волной в заряде АNFO плотностью 0,9 г/см<sup>3</sup> (рис. 12.18) при  $\delta_{\Pi C} = 20$  мм, d = 50 мм; 6 временной профиль давления в воде аквариума, нагружаемого «уходящей» детонационной волной в заряде ANFO плотностью 0,9 г/см<sup>3</sup> (рис. 12.18) при  $\delta_{\Pi C} = 0$  мм, d = 50 мм; 7 - H M при нагружении воды в ударной трубе (рис. 12.17) «уходящей» детонационной волной в заряде ANFO (длина нагружающего заряда 50 мм такая же, как при расчете кривых 5 и 6; ANFO смесь аммиачной селитры с дизельным топливом)

ний происходит уже под влиянием боковых волн разгрузок при искривленной форме фронта. При этом использование в качестве генератора ударной волны ПВГ является уже нецелесообразным. При наличии соответствующих технологических возможностей, исходя из соображений удобства проведения эксперимента, предпочитают использование нагружающих зарядов ВВ сферической формы, погружаемых в воду и инициируемых из центра. При этом затухание давления на фронте ударной волны вокруг заряда ВВ заданного состава и плотности  $\rho_0$  определяется только радиусом  $R_3$  заряда и расстоянием r от контрольной точки до его центра. На стадии разработки эксперимента можно использовать формулу, полученную для взрывов зарядов в воде:

$$p_{\Phi} = 7,48 \left( rac{Q_V 
ho_0}{Q_{ ext{T} ext{T} ext{H}} 
ho_{ ext{T} ext{T} ext{H}}} 
ight)^{2/3} \left( rac{R_3}{r} 
ight)^2$$
 при  $2 < rac{r}{R_3} < 5,7$ 

где  $p_{\Phi}$  — давление в гигапаскалях;  $Q_V$  — удельная теплота взрыва в детонационном режиме нагружающего заряда в МДж/кг;  $\rho_0$  плотность нагружающего заряда;  $Q_{\text{ТЭН}}$  и  $\rho_{\text{ТЭH}}$  — удельная теплота взрыва в детонационном режиме для заряда ТЭНа и плотность заряда ТЭНа соответственно. Значения  $Q_{\text{ТЭН}}$  и  $\rho_{\text{ТЭH}}$  можно принять равными 6,23 МДж/кг и 1,6 г/см<sup>3</sup> соответственно (для зарядов тротила можно принять  $Q_V = 4,56$  МДж/кг и  $\rho_0 = 1,54$  г/см<sup>3</sup>).

Для очень грубых верхних оценок постоянной времени, определяющей скорость падения давления за фронтом ударной волны, при допустимой ошибке до 50% приходится использовать зависимость

$$\tau_{\Phi} = \left(\frac{R_3}{r}\right)^{0.3} \frac{R_3}{c_{\Pi C}},$$

где  $c_{\Pi C} = 1,5$  км/с — скорость звука в воде, которую используют в качестве передаточной среды.

Исследуемый образец (обычно в форме диска) помещается на расстоянии r с ожидаемым значением давления  $p_{\Phi}$  так, чтобы реализовалось нормальное падение фронта ударной волны на торец образца. При этом давление НИ  $p_m$  оказывается связанным с  $p_{\Phi}$  известным соотношением

$$p_m = p_{\Phi} \frac{2 \left(\rho c\right)_{\rm HC}}{\left(\rho c\right)_{\rm \Pi C} + \left(\rho c\right)_{\rm HC}}$$

где  $(\rho c)_{\rm HC} = \rho_{\rm 0HC} c_{\rm 0HC}$  и  $(\rho c)_{\rm \Pi C} = \rho_{\rm 0\Pi C} c_{\rm 0\Pi C}$  — акустические импедансы нагружаемой среды (HC) и передаточной среды (ПС) — воды.

На рис. 12.15 кривыми 1 и 2 показаны приблизительные формы НИ для крупноразмерных таблеток исследуемых образцов из ВВ на основе октогена, расположенных в воде на расстояниях r = 600 мм и r = 480 мм соответственно от центра сферического литого тротилового заряда диаметром 240 мм (рис. 12.16). При их построении учитывалось отражение ударной волны в передаточной среде (воде) от лицевого торца нагружаемого исследуемого образца, но не учитывалось действие

Рис. 12.16. Нагружение исследуемых объектов способом длинных ударных волн с низким давлением в большом объеме воды: 1 — нагружающий сферический заряд ТНТ; инициируемый из центра; 2 — вода; 3 — малоразмерные нагружаемые объекты (исследуемые заряды ВВ); 4 — крупногабаритные нагружаемые объекты (исследуемые заряды ВВ); 5 — прозрачное окно для оптических методов регистрации процесса



боковой и тыльной волн разрежения, обусловленных ограниченностью диаметра и толщины таблетки исследуемого вещества.

Для ряда задач химической газодинамики необходимо проведение экспериментов с НИ, которые характеризуются еще более медленным спадом давления за фронтальной частью импульса или даже наличием постоянного уровня давления в течение значительного времени  $t_m$  (несколько десятков и даже сотен микросекунд). В этом случае могут быть использованы устройства нагружения с уходящей детонационной волной.

Способ нагружения в ударной трубе уходящей детонационной волной может быть реализован с помощью конструкции, схематично показанной на рис. 12.17. Основными элементами этой конструкции являются: низкоплотный нагружающий заряд; волновой детонационный генератор многоточечного или одноточечного действия с листовым BB; передаточная среда, в которую вкладывается образец; толстостенные прочные трубы, образующие корпус ударной трубы и оболочку нагружающего заряда. Толстостенные трубы из термообработанной углеродистой стали с четырех-пятикратным превышением наружного диаметра над внутренним пригодны для повторного использования, если перед этим подвергались действию продуктов детонации с давлением на фронте около 2 ГПа не более 10 раз (при малоответственных работах допускается увеличение этого числа). При давлении во фронте детонации около 4 ГПа трубы претерпевают очень большие



Рис. 12.17. Схема способа нагружения исследуемых объектов в ударной трубе «уходящей» детонационной волной: 1 — нагружающий заряд низкоплотного BB; 2 устройство генерации уходящей детонационной волны в нагружающем заряде; 3 детонационный транслятор; 4 — электродетонатор; 5 — передаточная среда; 6 — исследуемый нагружаемый объект до взрыва нагружающего заряда; 7 — исследуемый нагружаемый объект после взрыва нагружающего заряда; 8 — толстостенная стальная труба-«бомба» (детонационная секция ударной трубы); 9 — часть ударной трубы с передаточной средой и исследуемым объектом (ударно-волновая секция ударной трубы); 10 — расширительная камера для «безударного» торможения передаточной среды; 11 — поддон

деформации (без разрушения) и используются однократно. Если необходимо совпадение динамических сжимаемостей передаточной среды и исследуемого образца органического вещества, то удобно использовать легко прессуемую смесь поваренной соли с парафином в нужном массовом соотношении. Так, при исследовании поведения высокоплотных бризантных ВВ в слабых ударных волнах массовое соотношение соли и парафина в передаточной среде выбирается приблизительно 8:1. При необходимости сохранения образца материала, претерпевшего под влиянием ударно-волнового воздействия структурные или частичные химические превращения, для дальнейшего изучения применяется безударное торможение и улавливание соответствующей части стержня из передаточной среды с образцом материала внутри нижней части ударной трубы. Для этого применяется расширительная камора. Свободный объем этой каморы заполняется пластически деформируемым материалом передаточной среды в процессе торможения и остановки исследуемого образца.

При инициировании низкоплотного ВВ необходимым элементом волнового детонационного генератора многоточечного или одноточечного действия является листовое ВВ (рис. 12.10). Для ослабления проявления действия на передаточную среду импульса давления от детонации этого высокоплотного бризантного ВВ (а также трансляторных элементов) используют слой пенопласта определенной плотности и толщины. При использовании в качестве нагружающих зарядов смеси на основе гексогена плотностью около 0,4 г/см<sup>3</sup> при толщине листового ВВ 1 мм толщина слоя пенопласта  $\delta_{\rm Д\Gamma}$  плотностью 0,04 г/см<sup>3</sup> выбирается равной 20 мм. Если передаточная среда является прессованным материалом, то несмотря на ее малую газопроницаемость, продукты детонации нагружающего заряда и листового ВВ «фильтруясь» проникают в нее на значительную глубину. Для защиты исследуемого образца от действия «фильтрующихся» продуктов детонации толщину слоя передаточной среды  $\delta_{\rm ПС}$  (рис. 12.17) выбирают равной 20 мм.

На рис. 12.15 линиями 3 и 4 показаны расчетные НИ при зарядах низкоплотного ВВ на основе гексогена длиной 100 мм и плотностью 0,3 г/см<sup>3</sup> ( $D_{\rm YK} = 3, 43$  км/с) и 0,5 г/см<sup>3</sup> ( $D_{\rm YK} = 4, 05$  км/с). Формулы, необходимые для этих расчетов, приведены в п. 11.1.2.

При использовании ударных труб с низкоплотными ВВ в качестве инструмента для экспериментального исследования влияния амплитуды давления или длительности начальных импульсов на ответную реакцию зарядов ВВ необходимо обязательно учитывать то, что формы реального и расчетного начальных импульсов могут отличаться (рис. 12.18). Если поведение ВВ критично к форме начальной, фронтальной части НИ, то эти отличия становятся принципиально важными, а при отсутствии их учета результаты экспериментально полученных данных являются достаточно часто ложными, хотя и выглядят правдоподобными.



Рис. 12.18. Расчетный *1* и экспериментально регистрируемые в ходе отработки детонационного волнового генератора временные профили давления в передаточной среде (2 — вода, 3 — парафин), нагружаемой «уходящей» детонационной в олной в ударной трубе с диаметром канала 30 мм

Наблюдаемые различия в первую очередь обусловлены особенностями эволюции инициирующей ударной волны в низкоплотном ВВ, вызванной детонацией листового ВВ малой толщины, эффектами неплоскосимметричности течения в окрестности места расположения волнового детонационного генератора, неоднородностью распределения плотности по высоте нагружающего заряда, особенностями расположения точек инициирования детонации на листовом ВВ, а также тем, что при анализе течения продуктов детонации и нагружаемой среды и выводе расчетных формул использовались определенные упрощения. Например, то, что длительность расчетного НИ  $t_m$  превышает реализуемую задержку начала разгрузки в окрестности места расположения датчика давления, в значительной мере объясняется тем, что при расчете  $t_m$  не учитывалось наличие слоя пенопласта между нагружающим зарядом ВВ и передаточной средой и время прохождения волны по этому слою толщиной  $\delta_{\Delta\Gamma} \approx 20$  мм. Но эти различия не принципиально искажают интерпретацию получаемых экспериментальных результатов исследования поведения ВВ. Принципиальными для интерпретаций результатов экспериментов по исследованию ответной реакции ВВ на ударно-волновые НИ являются искажения начальной фронтальной части НИ, наиболее существенные при использовании волнового детонационного генератора, при котором реализуется экспериментально зарегистрированный НИ, показанный кривой 2 на рис. 12.18. Поэтому существуют области научно-технических и инженерных исследований в технике взрыва и удара, в которых экспериментам с использованием ударных труб с низкоплотными ВВ должна предшествовать аккуратная и тщательная отработка волнового детонационного генератора, сопровождаемая измерениями динамики давления в передаточной среде. В то же время существует другой круг вопросов в технике взрыва и удара, при ответе на которые с использованием экспериментов, основанных на нагружении объектов уходящими детонационными волнами, тщательная отработка инициирования нагружающего заряда и доводка

экспериментально регистрируемой формы начального импульса до той, что соответствует проверенным и общепринятым теоретическим представлениям, является явно излишней.

Нагружение объектов исследования в аквариуме с водой, передающей давление от уходящей детонационной волны в заряде BB, помещенном в прочную оболочку, применяют при необходимости оптической регистрации процессов, возбуждаемых под действием HU с постоянным давлением  $p_m$  (рис. 12.19). Этот способ можно считать альтернативным по отношению к способу исследования с помощью больших зарядов BB и больших контейнеров (бассейнов) с водой. Исследуемый образец, как правило, располагают на некоторой глубине  $\delta_{\Pi C}$ , являющейся расстоянием от образца до нижней плоскости детонационного генератора, возбуждающего уходящую детонационную волну в нагружающем заряде. При простейшем газодинамическом анализе толщину детонационного генератора принимают нулевой и считают, что продукты детонации непосредственно воздействуют на передаточную среду, т.е. так же, как при анализе нагружения в ударной трубе (рис. 12.17, рис. 11.7).

Рис. 12.19. Способ нагружения в аквариуме «уходящей» детонационной волной низкоплотного заряда, помещенного в прочную оболочку: 1 основной нагружающий заряд; 2 устройство генерации «уходящей» детонационной волны в нагружающем заряде BB; 3 — вода; 4 — исследуемый нагружаемый объект; 5 — прозрачная стенка аквариума; 6 — дно аквариума



В отличие от нагружения в ударной трубе при использовании схемы опыта с открытым аквариумом следует учитывать то, что в случае превышения высотой заряда H некоторого значения  $H^*$  время действия постоянного давления в точке A (место расположения исследуемого образца) определяется не высотой заряда H, а его диаметром d. Действительно, до того, как начнется влияние волны разрежения в продуктах детонации, распространяющейся от свободного торца заряда, время пребывания точки A под постоянным давлением можно оценить как

$$t_{Ad} = \frac{1}{c_{\Pi C}} \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 + \delta_{\Pi C}^2} - \frac{\delta_{\Pi C}}{D_{\Pi C}}$$

8 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

Уменьшаемое равно времени пробега со скоростью звука  $c_{\rm CII}$  фронтом боковой волны разрежения в передаточной среде расстояния между точками B и A (при этом мы пренебрегаем влиянием малых значений массовой скорости движения частиц передаточной среды). Вычитаемое равно времени пробега со скоростью  $D_{\rm IIC}$  фронтом ударной волны толщины слоя передаточной среды. Приравнивая данное время  $t_{Ad}$  к оценочному значению времени прихода в эту точку фронта волны разрежения от свободной поверхности заряда BB  $3l/D_{\rm YW}$ , получим

$$\begin{cases} H^* = \frac{D_{\text{ЧЖ}}}{3} t_{Ad}, \\ t_{Ad} = \frac{d}{2c_{\Pi \text{C}}} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{2\delta_{\Pi \text{C}}}{d}\right)^2} - \frac{2\delta_{\Pi \text{C}}}{d} \frac{c_{\Pi \text{C}}}{D_{\Pi \text{C}}} \right]. \end{cases}$$

Несмотря на то, что отличие отношения  $c_{\Pi C}/D_{\Pi C}$  от единицы мало, следует учитывать его влияние на конечный результат. Выражение  $c_{\Pi C}/D_{\Pi C}$  имеет вид:

$$\frac{c_{\Pi C}}{D_{\Pi C}} = \frac{(a_{\Pi C} + 2b_{\Pi C}u)(a_{\Pi C} + (b_{\Pi C} - 1)u)}{(a_{\Pi C} + b_{\Pi C}u)^2},$$
$$u = \left(\frac{a_{\Pi C}}{2b_{\Pi C}}\right) \left[\sqrt{1 + \frac{4b_{\Pi C}p_m}{\rho_{\Pi C}a_{\Pi C}^2} - 1}\right],$$

где  $ho_{\Pi C}$ ,  $a_{\Pi C}$ ,  $b_{\Pi C}$  — начальная плотность и коэффициенты ударной адиабаты материала передаточной среды;  $p_m$  — амплитуда волнового профиля давления на поверхности нагружения передаточной среды продуктами детонации уходящей детонационной волны.

Давление  $p_m$  находится как решение системы двух уравнений:  $p = \rho_{\Pi C} u (a_{\Pi C} + b_{\Pi C} u)$  и уравнения (11.8).

При  $H < H^*$  время действия постоянного давления в точке A определяется длиной нагружающего заряда BB и оценивается как  $3 l/D_{\rm ЧЖ}$ . При  $H \ge H^*$  время действия постоянного давления обусловлено уже диаметром нагружающего заряда BB. Если передаточной средой является вода, то при давлениях  $p_m$  около 0,5 ГПа это время  $t_{Ad}$  равно приблизительно 12 мкс при  $\delta_{\rm \Pi C}/d = 0$  и d = 50 мм, а при том же диаметре заряда d, но при  $\delta_{\rm \Pi C}/d = 0,25$ ,  $t_{Ad}$  составляет всего лишь около 3 мкс.

На рис. 12.15 кривой 5 показан расчетный временной профиль давления в воде на глубине  $\delta_{\Pi C} \approx 0.4 d$  при использовании для создания ударной волны в бассейне нагружающего заряда высотой H = 50 мм и диаметром 50 мм из смеси аммиачной селитры с дизельным топливом плотностью 0,9 г/см<sup>3</sup> ( $D_{\rm 4K} = 4.16$  км/с). Кривая 6 построена для тех же условий, за исключением  $\delta_{\Pi C} = 0$ . Зависимость 7 наблюдалась бы, если бы нагружение воды осуществлялось в условиях ударной трубы при отсутствии влияния боковых волн разрежения.

12.2. Устройства для нагружения объектов ударом. К устройствам нагружения объектов не механическим, высокоскоростным ударом прибегают главным образом при необходимости получения начальных импульсов с постоянным уровнем давления, поддерживаемым в течение заданных промежутков времени, либо с повышенными значениями амплитудных давлений. В некоторых случаях требование достижения очень высоких давлений может быть не обязательно сопряжено с приданием временному профилю давления в исследуемом объекте ступенчатой формы и даже с необходимостью получения плоскосимметричного течения.

К настоящему времени разработано и пользуется в экспериментальных исследованиях газодинамических процессов большое разнообразие устройств нагружения сред ударом. Эти устройства в технике взрыва и удара называют также ускорителями. Их многообразие связано с тем, что при разработке экспериментов приходится обязательно принимать во внимание множество разнородных соображений. Представление о таких соображениях дает перечень свойств ускорителей, частично приведенный в первой колонке табл. 12.1. Свойства ускорителей можно характеризовать особенностями начальных импульсов, создаваемых на нагружаемых объектах исследования с их помощью, и «экономикоорганизационными показателями».

В основу классификации этих различных устройств нагружения высокоскоростным ударом традиционно закладывают разделение их по рабочему телу и виду энергии, используемым для ускорения ударников.

Такое разделение имеет в своей основе не только естественнонаучные и инженерные причины, но и причины «организационного» характера. Последнее связано с наличием существенных ограничений в доступности к работе с устройствами некоторых принципов действия в зависимости от категорий исследовательских лабораторий и их персонала. Дело в том, что работа со взрывчатыми веществами, порохами, сжатыми газами, высоковольтным оборудованием в силу специфической опасности каждого источника энергии и рабочего тела требует специального оборудования лабораторий и обучения научно-технического персонала, наличия специальных подразделений по обслуживанию основных работ и официальных разрешений на проведение этих работ.

При ознакомлении со схемами и параметрами устройств нагружения, приведенными далее, с позиций разработчика или интерпретатора результатов эксперимента следует обратить внимание, прежде всего, на пригодность анализируемого устройства для метания ударника в виде тонкой плоский пластины или в виде некоторого компактного тела с криволинейной поверхностью, например шарообразного, и на диапазон скоростей метания ударников указанными ускорителями.

12.2.1. Устройства взрывного метания пластин «простого» исполнения. В устройствах взрывного метания ударник разгоняется за

	Типы ускорителей с различными источниками энергиии рабочими телами								
	Взрывные								
Свойства ускорителей	«Простого» исполнения	С дополнительными УВ ускорителями	Со «сферически сходя- щимися ударниками»	Ствольные	Кумулятивные и газокумулятивные	Пороховые	Баллистические ударные трубы	Электрические пушки	Двухступенчатые легко- газовые ускорители
Плоскосимметрич- ность течения в мишени	3	3	0-1	3-2	0	3	3	2	2
Ступенчатость дли- тельного начального импульса	3	1	1	2	0	12	2	0	1
Низкие давления на- чального импульса	2	0	0	2	0	1	2	0	1
Ступенчатость ко- роткого начального импульса	2-3	2	2	2	0	1	3	3	2
Высокие давления начального импульса	2	3	3	2	23	12	2	3	3
Квазиизоэнтропич- ность сжатия удар- ника при метании	2	2	1	2	0	2	2	0	2
Простота обраще- ния, быстрота под- готовки	3	2	2	2	3	0	2	2	0
Минимизация фундаментальных затрат	3	1	12	2	2	2	1	2	01

Таблица 12.1. Основные используемые типы ускорителей ударников и сравнительная характеристика их функциональных и эксплуатационных свойств

Примечание: увеличение числа от нуля до трех соответствует возрастанию возможности достижения (соблюдения) указанных характеристик начальных импульсов и благоприятных организационно-экономических характеристик условий исследовательских работ с использованием рассматриваемого ускорителя.

счет энергии расширяющегося рабочего газообразного тела, образующегося в результате детонации бризантных BB.

Простейшие взрывные устройства нагружения ударом, состоящие из цилиндрического заряда бризантного ВВ, инициируемого с торца

228

капсюлем-детонатором или даже плосковолновым детонационным генератором, и круглого диска-ударника, метаемого с торца, противоположного месту возбуждения детонации, в настоящее время предпочитают не использовать. Это объясняется тем, что из-за бокового разлета продуктов детонации диск-ударник по мере разгона, а затем и на стадии свободного полета претерпевает выгибание (выпучивание), в результате которого нарушается плоскосимметричность или плоскопараллельность соударения его с мишенью — исследуемым нагружаемым образцом. Выпучивание летящей пластины может завершиться разрушением ее в виде отрыва периферийной части от центральной. Возможны также откольные разрушения в центральной части пластины в самом начале ее разгона под действием «падающей детонационной волны».

В настоящее время с целью достижения плоскосимметричности соударения метаемых пластин с нагружаемым образцом обычно используют три схемы устройств (рисунки 12.20–12.22), которые мы назовем устройствами «простого» исполнения, так как они имеют минимальное количество основных элементов в дополнение к метающему заряду бризантного BB и метаемой пластине.

На рис. 12.20 показана схема метания взрывом, в которой выгибание метаемой пластины минимизируется применением фокусирующего кольца из металла с большим акустическим импедансом, а откольное разрушение толстых пластин предотвращается воздушным зазором толщиной в несколько миллиметров.

Отражение детонационной волны от фокусирующего кольца поднимает давление у краев метаемой пластины и способствует стеканию продуктов детонации с периферии метаемого заряда ВВ к краю метаемой пластины, который в случае отсутствия кольца отставал бы от центрального участка.

Введение воздушного зазора между ВВ и метаемой пластиной приводит к тому, что по сравнению с контактным нагружением на поверхности нагружения этой пластины уменьшается максимальное давление, происходит «размытие» передней части временного профиля давления

Рис. 12.20. Схема экспериментальной сборки с использованием плоскосимметричного метания плоского ударника продуктами детонации «падающей» детонационной волны: *1* — плосковолновой детонационный генератор; *2* — основной метательный заряд BB; *3* — воздушный зазор; *4* — плоский ударник; *5* — фокусирующее кольцо; *6* — мишень или объект исследования; *7* — основание сборки; *8* — опорное кольцо



и уменьшение скорости спада давления, наступающего за появлением максимума давления. Отражение такого импульса давления от свободной поверхности метаемой пластины и взаимодействие его с импульсом падающей волны в глубине пластины приводит к уменьшению растягивающих напряжений, которые могли бы вызвать откол. Устройства, показанные на рис. 12.20, при диаметре нагружающего заряда в 100 мм обеспечивают безоткольное метание алюминиевых дисков толщиной 4...10 мм со скоростью от 2 км/с до 3,5 км/с при диметре плоского центрального участка в момент соударения с мишенью не менее 60 мм. Скорость при этой схеме метания регулируют толщиной метающего заряда ВВ, изменяя или состав или плотность этого заряда. При увеличении отношения высоты заряда ВВ к толщине метаемой пластины склонность последней к откольному разрушению уменьшается. Поэтому алюминиевые пластины толщиной 2 мм можно располагать в непосредственном контакте с ВВ (без воздушного зазора) и достигать скоростей метания более 5 км/с. При метании тонких дисков для уменьшения их ударно-волнового разогрева используют вместо воздушного зазора прокладки из материалов с меньшими акустическими импедансами — полиэтилена или оргстекла (плексигласа или ПММА).

В зависимости от величины зазора между метаемой пластиной, или ударником, в начальном положении и плоскостью соударения с нагружаемым образцом различают устройства «однотактного» разгона толстых ударников и устройства длительного разгона тонких пластин.

В устройствах первой разновидности зазор делают меньше, чем  $\frac{2W_{y1}\delta_{0y}}{c_{0y}}$ , где  $W_{y1}$  — скорость свободной поверхности пластины-ударника, возникающая при выходе на нее первой волны сжатия со стороны воздушного зазора между ВВ и ударником. Такие устройства называют даже контактными генераторами ударных волн, так как они по функциональным возможностям сходны с устройствами нагружения среды падающей детонационной волной через слой конденсированного вещества. Но в отличие от схемы, показанной на рис. 12.13, наличие воздушного зазора между ВВ и ударником и узкого зазора между ударником и нагружаемой средой позволяет получать начальные импульсы с формой очень близкой к ступенчатой, прямоугольной и с длительностью  $t_m$  ориентировочно до одной микросекунды.

В устройствах длительного разгона тонких пластин расширяющимися продуктами детонации расстояние, на котором они достигнув постоянной скорости наносят удар по мишени, может достигать 20...90 мм. При высокой культуре подготовки экспериментов, характеризуемой в частности высокой точностью воспроизведения составов, плотности, микроструктуры зарядов, геометрических параметров зарядов ВВ и других элементов устройств нагружения, параметры начальных импульсов могут воспроизводиться с точностью до 1...1,5%. При этом разновременность появления фронтальных давлений начального импульса в круге диаметром 40 мм может не превышать 50 нс. Однако



Рис. 12.21. Схема эксперимента с использованием устройства метания тонкого плоского ударника ударной волной (*a*) и (*p*-*u*)-диаграмма, иллюстрирующая механизм отскока ударника от передаточной среды (*б*): *1* — плосковолновой генератор; *2* — передаточная среда или пластина-ослабитель; *3* — «амортизирующая» прокладка из материала с малым динамическим импедансом (полиэтилен, ПММА); *4* — плоский тонкий ударник из материала, по динамической сжимаемости превосходящего передаточную среду; *5* — мишень, или исследуемый объект; *6* — основание сборки; *7* — опорное кольцо; ОС — (*p*-*u*)-диаграмма ударной адиабаты пластины-ослабителя (передаточной среды); У — (*p*-*u*)-диаграмма ударной адиабаты ударника; *p*<sub>\delta</sub> — давление на фронте ударной волны в момент ее подхода к ударнику

эти рекордные результаты характерны лишь для таких предприятий, как, например, ВНИИИТЭФ.

При необходимости метания тонких пластин со скоростью порядка 100 м/с и точного регулирования требуемой скорости ударника в условиях отсутствия специальных низкоплотных ВВ обычно используют схему, показанную на рис. 12.21. При этом отсутствует непосредственный контакт продуктов детонации с ударником, и процесс его ускорения называют «метанием ударной волной». По мере распространения и затухания ударной волны в ослабителе диаметр плоского участка ее фронта (штриховыми линиями показаны три его наложения) сокращается. Поэтому для сохранения плоскосимметричности движения ударник выбирают диаметром существенно меньшим диаметра метательного заряда ВВ (или ПВГ). Скорость метания в первом приближении, но с хорошей точностью можно найти по давлению  $p_{\delta}$  на фронте ударной волны в ослабителе в момент ее выхода на торец, обращенный к ударнику, с помощью (p-u)-диаграмм (рис. 12.21, б). Если (p-u)-диаграммы для материалов ослабителя и ударника аппроксимировать линейными зависимостями

$$p = (\rho_{00C}c_{00C})u$$
 и  $p = (\rho_{0y}c_{0y})u$ ,

то можно получить зависимости, связывающие конечную скорость ударника  $W_{\delta y}$  с характеристикой интенсивности ударной волны (давле-

ния на фронте  $p_{\delta}$  или массовой скорости на фронте  $u_{\delta} = p/(\rho_{0OC}c_{0OC}))$ в ослабителе в момент выхода ее фронта на границу с ударником,

$$W_{\delta \mathcal{Y}} = \frac{4p_{\delta}}{\rho_{00C}c_{00C} + \rho_{0\mathcal{Y}}c_{0\mathcal{Y}}}; \quad W_{\delta \mathcal{Y}} = \frac{4u_{\delta}\rho_{00C}c_{00C}}{\rho_{00C}c_{00C} + \rho_{0\mathcal{Y}}c_{0\mathcal{Y}}}.$$

В простейшем варианте метания ударной волной ударник непосредственно располагается (приклеивается) на торце ослабителя. В пренебрежении затуханием ударной волны в ударнике скорость, с которой он начинает двигаться в результате отражения этой волны от его свободной поверхности, находят по координате точки  $W_{\delta y}$ . Для этого сначала по давлению  $p_{\delta}$  находят точку 1, а затем по точке 1 строят точку 2. При отсутствии ударника торец ослабителя, являясь свободным, может приобрести скорость не более чем  $W_{\delta}$  (мы рассматриваем процесс в течение времени, меньшем  $2 \, \delta_{\rm OOC}/c_{\rm OOC}$ ). Так как ослабитель изготавливают из материала с акустическим импедансом большим, чему у ударника, то  $W_{\delta y} > W_{\delta}$ . Следовательно, пластина отлетает от ослабителя и может нанести удар по исследуемому объекту как свободно летящее тело со скоростью  $W_y = W_{\delta y}$ .

Для того чтобы увеличить задержку подлета ослабителя, отставшего от ударника, к месту взаимодействия пластины-ударника к исследуемому объекту и протекания исследуемого процесса, можно применить упорные элементы (кольца).

В действительности ударная волна, вышедшая из ослабителя в ударник, является затухающей. Взаимодействие этой волны с волной, отраженной от свободной поверхности ударника, приводит к появлению растягивающих напряжений. Появление растягивающих напряжений обнаруживается на регистрациях движения скорости свободной поверхности ударника в виде «отрицательных пичков» на кривой W(t) в точках типа A (рис. 12.22). Растягивающие напряжения могут вызвать откол и расслоение метаемого ударника. Во избежание этого между ослабителем и метаемым ударником помещают тонкий слой материала с низким значением импеданса (обычно полиэтилен или оргстекло, или ПММА).



Рис. 12.22. Регистрации скорости движения свободной поверхности плоского алюминиевого ударника толщиной 2 мм, метаемого ударной волной с поверхности медной пластины-ослабителя (рис. 12.21) при отсутствии «амортизирующей» прокладки (1) и при наличии полиэтиленовой прокладки толщиной 0,2 мм (2)



Рис. 12.23. Схема экспериментальной сборки с использованием устройства метания ударника продуктами детонации «скользящей» детонационной волны: 1 — линейно-волновой детонационный генератор; 2 — основной метательный заряд BB; 3 — плоский ударник размером  $75 \times 75 \times 5$  мм из дюралюминия (изготовлен фрезерованием из листа); 4 — исследуемый объект (заряд высокобризантного BB); 5 — чувствительный элемент манганинового датчика давления; 6 — ленточный реостатный датчик регистрации движения фронтов ударной и детонационной волн; 7 — опорные «пластины» (из листа тонкого прочного картона с отогнутыми ребрами жесткости)

Существенно худшая воспроизводимость параметров начальных импульсов получается при использовании более простых в изготовлении устройств метания пластин-ударников со скользящей детонационной волной в листовом метательном заряде ВВ. На рис. 12.23 показан один из вариантов такого взрывного устройства нагружения «простого» исполнения, функционирующий так же, как плосковолновой детонационный генератор ударного действия. Если устройство предназначено не только для возбуждения детонации, а имеет относительно универсальное применение для генерации ударно-волновых начальных импульсов различной амплитуды, то необходимо предусматривать способы регулировки скорости метания пластины ударника. Изменение скорости метания пластин-ударников постоянной толщины и плотности осуществляется применением метательных зарядов из листов ВВ различной толщины (из стандартного ряда значений) или из различного количества листов ВВ. Для предотвращения откольного разрушения толстых ударников (толщиной около 5 мм) из малопрочных материалов (алюминия) между ними и листом ВВ помещают слои из оргстекла, из сукна, либо используют низкоплотные заряды, изготавливаемые промышленным образом. Такие ВВ получают путем осаждения тонкодисперсных частиц ТЭНа на поверхности связанных пор в листах

пенополиуретана. Можно использовать также низкоплотные BB индивидуального изготовления, например, смесь гексогена с мипорой (в нужном массовом соотношении) и раствора каучука в бензине, которая напрессовывается на ударник, покрытый тонким адгезионным слоем. После снятия усилия прессования и просушивания образуется однородный тонкодисперсный слой необходимой плотности.

Для каждого сочетания типоразмеров ударника и метательного заряда проводится серия экспериментов с целью уточнения предварительно полученного расчетом значения угла установки плоскости ударника по отношению к плоскости нагружения объекта  $\theta$  (рис. 12.23), при котором достигается требуемая степень плоскопараллельности соударения. Недостаточно высокая воспроизводимость параметров начального импульса при фиксированных номинальных параметрах такого устройства нагружения при проведении некоторых исследований может привести к необходимости уже в ходе исследовательских экспериментов при каждом опыте контролировать амплитуду начального импульса и отсутствие перекосов ударника и мишени при соударении с помощью соответствующих датчиков.

12.2.2. Устройства взрывного метания с дополнительными ускорительными каскадами. В устройствах взрывного метания «простого» исполнения нарастание скорости ударника с увеличением отношения массы метательного заряда ВВ и ударника испытывает насыщение. Поэтому для существенного прироста амплитуды начального импульса на исследуемых объектах необходим какой-либо иной метод увеличения скорости соударения метаемого тела с мишенью.

Один из таких методов, получивший название двухкаскадного метания, заключается в использовании толстой пластины из металла с большим акустическим импедансом, метаемой со скоростью W<sub>1</sub> взрывным устройством первого каскада для ударно-волнового сжатия ускорительного слоя второго каскада, которое приводит к ускорению (разгону) сравнительно тонкого ударника этого каскада до конечной скорости W<sub>2</sub>, существенно большей, чем W<sub>1</sub>. Для выполнения условия  $W_2 > W_1$  акустический импеданс ускорительного слоя должен быть меньше, чем у ударника первого каскада (рис. 12.24, а). Существуют схемы более «многокаскадого» метания по сравнению с той, что показана на рис. 12.24, а, например, схема трехкаскадного разгона (рис. 12.25), в которой пластина второго каскада по отношению к третьему каскаду играет ту же роль, что пластина первого каскада выполняет в отношении ускорения пластины второго каскада. Сначала в устройствах многокаскадного разгона ускорительный слой второго каскада выполнялся из взрывчатого вещества, в котором под действием удара с большой скоростью W<sub>1</sub> практически сразу возбуждалась пересжатая детонация.

В современных устройствах ускорительные слои делают как из взрывчатых, так и невзрывчатых веществ. Для того чтобы было легче



Рис. 12.24. Механизм действия двухкаскадных ускорителей ударников: a — схема расположения элементов двухкаскадного ускорителя (1 — метательный заряд BB 1-го каскада; 2 — пластина (ударник) 1-го каскада; 3 — ускорительный слой 2-го каскада; 4 — пластина (ударник) 2-го каскада); 6 — (t-x)-диаграмма процесса (1 — границы пластин и ускорительного слоя; 2 — траектории фронтов ударных волн; 3 — головные и хвостовые характеристики волн разрежения и сжатия); s — (p-u)-диаграмма процесса (1 — (p-u)-диаграмма волущений в пластине 2-го каскада; 3 — (p-u)-диаграммы распространения возмущений в пластине 2-го каскада; 3 — (p-u)-диаграммы распространения возмущений в ускорительном слое 2-го каскада, прямолинейность (p-u)-диаграмм обусловлена стремлением упростить иллюстрацию, но не результатом рассмотрения процессов в акустическом приближении); a — изменение во времени скорости свободной поверхности пластины 2-го каскада  $W_2^*$  и уровни скоростей пластин обоих каскадов  $W_1$  и  $W_2$  (конечные скорости)

уяснить механизм ускоряющего действия этих слоев (не обязательно связанный с их взрывчатыми свойствами), обратимся к упрощенной иллюстрации процесса взаимодействия пластины первого каскада с элементами второго каскада (рис. 12.24,  $\delta$  и рис. 12.24, s). Упрощение иллюстраций достигнуто за счет соответствующего выбора соотношения толщины пластины первого  $\delta_{y1}$  и второго  $\delta_{y2}$  каскадов и ускоряющего слоя  $\delta_{\Im}$ , которое количественно может не совпадать с тем, что реализуют на практике. Диаграммы (t-x) и (p-u) проведены, в основном, исходя из качественного уровня рассуждений. Соответствие между точками на (t-x)-диаграмме процесса и параметрами состояния движения, возникающими в них и изображенными в (p-u)-плоскости задается числовыми обозначениями от 0 до 11 и такими же числовыми индексами. Так, точкам 0, 3, 5, 7, 9, 11 на (t-x)- и (p-u)-диаграммах соответствуют значения скорости свободной поверхности пластин 2-го каскада:  $u_0 = 0$ ;  $u_3$ ,  $u_5$ ,  $u_7$ ,  $u_9$ .

Взаимодействие пластины первого каскада со вторым каскадом начинается с появления в ускорительном слое фронта ударной волны с давлением, соответствующим точке 1 на плоскости (p-u). Эта точка лежит на (p-u)-диаграмме волны, обращенной влево, которая распространяется по ударнику первого каскада, и проходящей через точку W<sub>1</sub> начального состояния движения. Если ускоряющий слой не является взрывчатым веществом, то точка 1 находится на пересечении (p-u)-диаграммы для волны в пластине первого каскада с (p-u)-диаграммой для ударной волны в материале ускоряющего слоя (линия 0-1 на рис. 12.24, в). Если ускоряющий слой является взрывчатым веществом, в котором от удара пластиной со скоростью W<sub>1</sub> возникает пересжатая детонация со скоростью  $D_{\Pi P}$ , то при расчетных оценках можно использовать представление, согласно которому линия 0-1 является отрезком волнового луча с тангенсом угла наклона к оси и, равным  $\rho_0 D_{\Pi P}$ . При этом давление  $p_1$  в первом приближении можно рассматривать как давление продуктов взрыва во фронте пересжатой детонации  $p_1 = p_{\Pi P}$  (см. формулу (11.13)).

Если вещество ускоряющего слоя не является взрывчатым, то при давлениях p<sub>1</sub>, соответствующих значениям W<sub>1</sub> в несколько километров в секунду, оно неизбежно претерпевает реакции разложения, обычно с поглощением энергии. Ударная волна в ускоряющем слое отражается в точке 2 от поверхности покоящегося ударника второго каскада (рис. 12.24, б). Реакции деструкции материала ускоряющего слоя с поглощением энергии могут вызвать затухание ударной волны в нем на пути от точки 1 до точки 2. Наша иллюстрация получена в пренебрежении этим возможным затуханием ударной волны, и (*p*-*u*)-диаграмма 1-2 отраженной волны в ускоряющем слое, обращенная влево (с наклоном, соответствующим  $\partial p/\partial u < 0$ ), проведена через точку начального состояния движения  $(p_1, u_1)$ . Следует иметь в виду, что интенсивный разогрев и скачок энтропии во фронте сильной ударной волны с давлением  $p_1$ , приводит к тому, что (p-u)-диаграмма новых состояний движения в волне, обращенной влево (линия 1-2), уже не будет симметрична (*p*-*u*)-диаграмме той волны, обращенной вправо, которая отразилась от поверхности ударника 2-го каскада. Отраженная ударная волна в ускоряющем слое, исходящая из точки 2, оставляет за фронтом вещество, сжатое до давления  $p_2$  (соответствующего точке 2) на плоскости (p - u)). Это вещество начинает толкать ударник второго каскада, разгоняя его свободную поверхность периодическим образом. Если толщины  $\delta_{\mathfrak{H}}$  и  $\delta_{\mathfrak{Y}1}$  выбраны достаточно большими, то волнообразный разгон ударника толщиной  $\delta_{y_2}$  происходит в течение некоторого времени так же, как и в случае, рассмотренном нами ранее в параграфе 3.4 и проиллюстрированном на рис. 3.12. Заметим лишь, что начальный участок кривой набора скорости свободой поверхности ударника с начальной толщиной  $\delta_{\rm V2}$  после точки 3 (значения скоростей  $u_5$ ,  $u_7$  на рис. 12.24, e) в значительной мере зависит от наклона (p-u)-диаграммы состояний движения, возникающих в волнах разрежения в веществе ускорительного слоя, обращенных влево и исходящих от ускоряемого ударника 2-го каскада. Эта (p-u)-диаграмма проходит через начальное состояние движения, изображенное точкой 2 (на плоскости (p, u)) и отмечена точками 4, 6, 8. Ударная волна, возникшая в ускоряющем слое в точке 2 (рис. 12.24, б), отражается от пластины первого каскада в точке 1\* ударной волной с давлением, соответствующим точке 1\* на плоскости (p-u). Эта точка лежит на пересечении (p-u)-диаграммы волны, обращенной влево в пластине первого каскада с начальным состоянием в точке 1, и (p-u)-диаграммы волны, обращенной вправо в веществе ускоряющего слоя с начальным состоянием в точке 2. Ударная волна в веществе ускоряющего слоя, возникшая в точке 1\* (на плоскости (t - x)), догоняет пластину 2-го каскада. Для упрощения иллюстрации мы взяли толщину  $\delta_{\Im}$  такой, чтобы эта точка догона совпала с точкой 8.

Для того чтобы найти новое состояние движения, возникшее в точке 8 на поверхности ударника второго каскада при отражении от нее фронта ударной волны с траекторией  $I^*-8$ , сначала надо найти положение точки A в (p-u)-плоскости. Точка A изображает состояние движения, которое возникает в веществе ускорительного слоя в непосредственной близости к ударнику второго каскада. Это состояние движения возникает в результате взаимодействия волны в ускоряющем слое, обращенной вправо и догоняющей ударник второго каскада, и волны, обращенной влево и исходящей от поверхности этого ускоряемого ударника. В (t-x)-координатах точка с состоянием движения Aнаходится на пересечении траектории фронта ударной волны  $I^*-8$  и (u-c)-характеристики, исходящей из точки 8 на поверхности ударника второго каскада. Из точки A исходят: волна, обращенная влево (ее (p-u)-диаграмма обозначена  $\Pi \ni (8)$ ).

Поток вещества ускоряющего слоя с состоянием движения, изображаемым точкой A, отражается от ударника второго каскада При этом отражении в него войдет волна, обращенная влево (ее (p-u)-диаграмма обозначена  $Л \ni (A)$ ), а в ударник второго каскада войдет волна, обращенная вправо (ее (p-u)-диаграмма обозначена ПУ2(8)). На пересечении (p-u)-диаграмм этих волн, возникших в веществах ударника и ускоряющего слоя, находится точка 8<sup>\*</sup> (на (p-u)-диаграмме) с давлением  $p_8^*$ .

В результате отражения ударной волны от пластины в точке 8 в пластину 2-го каскада входит ударная волна с давлением во фронте  $p_8^*$ . Это приводит к тому, что в точках 9 и 11 (показанных на рис. 12.24,  $\delta$ ) свободной поверхности пластины 2-го канала возникают скорости движения  $u_9$  и  $u_{11}$ , соответствующие точкам 9 и 11 на плоскости (p-u).

Для упрощения иллюстрации мы выбрали толщину  $\delta_{y_1}$  такой, чтобы центрированная волна разгрузки, возникающая в пластине 1-го каскада в точке  $1^{**}$  при выходе на нее ударной волны с давлением  $P_2$ , вызвала приход волны разрежения в ускоряющем слое на пластину 2-го каскада вблизи точки 11 (на (t-x)-диаграмме). В результате прихода на пластину 2-го каскада волны разрежения ускоряющего слоя ее разгон практически прекращается.

Иллюстрация процесса изменения скорости движения пластины 2-го каскада в (t-x)- и (p-u)-координатах на стадии ее взаимодействия с волной разрежения в ускоряющем слое является достаточно сложной и здесь не рассматривается. Величину скорости свободной поверхности  $u_{11}$  (рис. 12.24, *e*), соответствующую точке *11* на плоскости (p-u), примем как нижнюю оценку конечной скорости метания  $W_2$  пластины 2-го каскада.

В практике разработки и использования генераторов ударных волн в исследуемых объектах исходят из соображений необходимости достижения высоких скоростей метания и, соответственно, из необходимости оптимального использования энергии метательного заряда ВВ первого каскада. Поэтому соотношения между толщинами элементов каскадных устройств ускорения ударников в действительности отличаются от тех, что были приняты нами для наглядности иллюстрации принципа каскадного ускорения. Это обстоятельство и упрощение представлений о процессах, которыми мы пользовались, являются причиной того, что реализуемые на практике отношения скоростей  $W_2$  и  $W_1$  являются как правило существенно меньше тех, что отражены на рис. 12.24, e.

На рис. 12.25 показана одна из схем генератора ударных волн экстремально высокой интенсивности, в которой реализован принцип уже трехкаскадного ускорения. Первый каскад представляет собой устройство взрывного метания «простого» исполнения, которое разгоняет стальной ударник в виде диска диаметром 90 мм, «вырубаемого» из центральной части детали с периферийным утолщением, которое играет роль фокусирующего кольца в схеме, показанной на рис. 12.20. Пластина из ПММА толщиной 1 мм служит для «смягчения» (размытия переднего фронта) ударно-волнового воздействия на стальной ударник, тем самым предотвращая откольное разрушение ударника и его излишний ударно-волновой разогрев. Ускоряющий слой второго каскада является зарядом взрывчатого вещества, превращающегося под действием пластины 1-го каскада в продукты пересжатой детонации, волновые процессы в которых приводят к разгону стальной пластины второго каскада до скорости  $6.8 \pm 0.3$  км/с. Третий каскад состоит уже из невзрывчатого слоя микропористого полиметилметакрилата (ПММА) плотностью 0,05 г/см<sup>3</sup>, с поверхности которого метается пластина из титана со скоростью  $10,2\pm0,2$  км/с в центральной части круга



Рис. 12.25. Схема трехкаскадного генератора ударных волн: 1 — плосковолновой детонационный генератор; 2 — заряд ВВ первого каскада массой около 50 кг; 3 — прокладка из ПММА (оргстекла) толщиной 1 мм; 4 — стальная пластина первого каскада; 5 — заряд ВВ второго каскада; 6 — стальная пластина второго каскада толщиной 1 мм; 7 — слой микропористого ПММА толщиной 2 мм и плотностью 0,05 г/см<sup>3</sup>; 8 — титановая пластина третьего каскада толщиной 0,5 мм

(по краям титанового диска скорость равна 10,9 ± 0,3 км/с). Следует заметить, что удар стальной пластины по титановому, более тонкому ударнику со значительно меньшим акустическим импедансом (большой динамической сжимаемостью), предполагает то, что без всяких дополнительных элементов в виде ускоряющих слоев произойдет «отскок» более легкосжимаемой титановой пластины от более толстого и динамически более жесткого стального ударника со скоростью большей, чем 6,8 км/с. Механизм этого эффекта тот же самый, что используется при метании по схеме, показанной на рис. 12.21. Пористый ПММА в третьем каскаде играет не столько роль ускоряющего невзрывчатого слоя, сколько служит изоэнтропизации (ослаблению ударно-волнового разогрева) нагружения метаемого титанового ударника. Необходимость изоэнтропизации ударно-волнового нагружения метаемых ударников обусловлена тем, что в ее отсутствие разогрев металла может привести к плавлению последнего с потерей прочности, следствием чего может стать возникновение и развитие рэлей-тейлоровской неустойчивости плоскосимметричности движения материала ударника. Последствия рэлей-тейлоровской неустойчивости для движения материала метаемого ударника очень упрощенно можно представить как появление и распространение волнистости свободной поверхности ударника.

**12.2.3.** Устройства взрывного метания сферически сходящихся ударников. В газодинамических экспериментах с неядерными источниками энергии в генераторах ударных волн наиболее высокие давления, достигающие 2,5 · 10<sup>12</sup> Па, были получены с помощью устройств

взрывного разгона сферически сходящихся ударников. Их работа основана на использовании кумуляции энергии, проявляющейся в том, что элементы сферической оболочки, разогнанные приложением внешнего давления продуктов детонации до той же скорости, что и при плоскосимметричном метании, продолжают разгоняться по мере уменьшения ее радиуса. Ограничения в скорости разгона при этом связаны главным образом с нарушением симметрии движения оболочки. Поэтому основным условием, необходимым для достижения повышенных скоростей разгона сферической оболочки, является высокая степень симметричности движения ее элементов.

В результате проработки и применения в экспериментах значительного количества конструкций, реализовавших различные схемы взрывных устройств со сферически сходящимися ударниками, в ВНИ-ИЭФ было признано наиболее целесообразным проводить газодинамические исследования с экстремально высокими давлениями НИ и соответствующими высокоскоростными ударниками с использованием конструкций, выполненных по схеме, которая показана на рис. 12.26. Эта конструкция отличается полусферическим зарядом из наиболее мощного ВВ с очень высокой однородностью распределения плотности и использованием нового современного детонационного генератора, называемого фокусирующей системой, обеспечивающего очень высокую симметрию схождения детонационной волны в основном заряде ВВ, а также наличием воздушного зазора толщиной 10 мм между этим зарядом и тонкой трехмиллиметровой стальной оболочкой полусферической формы. Наличие воздушного зазора при этом способе генерации начальных импульсов, предложенном в 1948 г. Е.И. Забабахиным и Я.Б.Зельдовичем, позволяет достичь мягкого режима метания, при



Рис. 12.26. Схема экспериментальной сборки с взрывным метанием сферически сходящейся оболочки для генерации экстремально высоких давлений в мишени: 1 — детонационный генератор сферической сходящейся детонационной волны; 2 — полусферический метательный заряд ВВ; 3 — воздушный зазор шириной около 10 мм; 4 — полусферическая стальная оболочка толщиной 3 мм; 5 — полусферическая мишень из исследуемого материала

котором пик давления в первой волне, входящей в ударник, не превышает 45 ГПа и разгон оболочки происходит практически «безнагревным» способом и без пульсаций скорости, столь характерной для обычных методов взрывного метания (рис. 11.19, *a*).

Эти особенности обеспечивают достижение высокой симметрии движения ударника, которое с самого начала сопровождается прогрессирующим нарастанием его скорости. Используя исследуемые образцымишени с полусферической формой поверхности нагружения, установленные строго концентрично с элементами взрывного устройства, можно получать различные скорости соударения  $W_y$  (рис. 12.27).

Следует заметить, что значительная часть исследований, в частности, сжимаемости материалов при очень высоких давлениях, были проведены в 50-е годы XX-го века с использованием устройств, имеющих отличия от конструкции, представленной схемой на рис. 12.26. В наиболее раннем варианте отсутствовал воздушный зазор, и устройство фокусировки было менее совершенно в отношении синхронности возбуждения детонации в возможно большем количестве точек инициирования, которые равномерно рассредоточены по наружной сферической поверхности метательного заряда ВВ. Последующий вариант конструкции был двухкаскадным: в полости первой полусферической оболочки помещался второй каскад ускорения «сферической геометрии», ускорительный слой которого представлял собой полусферическую оболочку ВВ. В этом слое ударом оболочки первого



Рис. 12.27. Реализуемые скорости соударения сферически сходящегося ударника с мишенью в зависимости от соотношения радиусов наружной поверхности метательного заряда BB  $R_{\rm BB}$  и мишени  $R_{\rm HU}$ , нагружаемой ударником

каскада возбуждалась пересжатая детонационная волна, продукты которой разгоняли полусферическую стальную оболочку этого второго каскада, которая уже генерировала начальный импульс на поверхности исследуемого объекта. Эти устройства по массе основного метательного заряда и главным образом по степени симметричности движения полусферической оболочки-ударника уступали современным устройствам, выполненным по схеме, показанной на рис. 12.26.

**12.2.4.** *Ствольные взрывные ускорители* применяют обычно в экспериментах, при которых необходимо метать ударники цилиндрической формы со скоростью в диапазоне, ориентировочно равном 0,1...1,0 км/с при гарантированном условии непревышения

возможного угла их перекоса относительно плоскости нагружения исследуемого объекта некоторой заданной малой величины.

Для того чтобы процесс в исследуемом образце-мишени протекал без искажающего влияния на параметры начального импульса боковых волн разрежения, порождаемого перекосом соударяющихся плоскостей, необходимо, чтобы угол  $\chi_y$  между этими плоскостями ударника и мишени не превышал определенного критического значения  $\chi_{\rm VKP}$ . Например, если ударник алюминиевый, а исследуемая нагружаемая среда по динамической сжимаемости такая же, как высокоплотное ВВ, то при скорости ударника  $W_y = 1$  км/с этот критический угол равен приблизительно 12°, а при  $W_y = 0,1$  км/с он равен 1°. Если же необходимо зарегистрировать начальный импульс с высокой разрешающей способностью во времени (порядка 50 нс) с помощью манганинового датчика давления, чувствительный элемент которого, расположенный на поверхности соударения мишени, имеет размеры около 5 × 5 мм, то углы перекоса  $\chi_y$  уже не должны превышать 0,6° при  $W_y = 1$  км/с и  $0,06^{\circ}$  при  $W_{\rm y} = 0,1$  км/с. Ствольное устройство взрывного разгона позволяет достичь этих условий, если разница диаметров канала ствола d<sub>СТВ</sub> и ударника d<sub>у</sub> при длине ударника б<sub>у</sub> составляет величину, ориентировочно равную  $(d_{CTB} - d_y) \approx (\delta_y/2) \cdot \operatorname{tg} \chi_y$ . При этом предполагается, что в момент соударения цилиндрический ударник на половину длины находится еще в канале ствола, как это показано на рис. 11.23, б.

Если учесть очевидное стремление при экспериментальных работах делать элементы взрывных устройств пригодными для неоднократного штатного использования, то становит понятным, что очень желательно, но в то же время и достаточно сложно, разработать и изготовить ствольные устройства взрывного действия для многократной генерации высокоточных низкоамплитудных начальных импульсов. Эти устройства разделяются на конструкции с закрытыми (рисунки 12.28, б и 12.29) и открытыми (рисунки 12.30 и 12.31) метательными зарядами ВВ. В устройствах с закрытыми метательными зарядами используют низкоплотные ВВ, изменением массы которых удобно регулировать скорость ударника. Заряды ВВ плотностью порядка 10<sup>-1</sup> г/см<sup>3</sup> позволяют существенно снизить нагрузки, действующие на стенки стволов, предотвратить их разрушение и даже обеспечить многократное использование, а также снизить нагрузки на донную часть разгоняемого ударника и тем самым достичь приемлемых радиальных его деформаций, при которых взаимодействие ударника со стволом не ухудшает воспроизводимость скоростей метания от опыта к опыту.

Рисунок 12.28 дает представление об устройстве ускорителей, в которых для снижения нагрузок на ударник в дополнение к понижению плотности метательного заряда ВВ используется расширение продуктов его детонации в воздушный зазор, предваряющее и «смягчающее» их ударное воздействие на метаемое тело. Мы ограничимся кратчайРис. 12.28. Схема центральной части взрывной мортиры для генерации ступенчатых начальных импульсов с параметрами повышенной стабильности: 1 — поддон; 2 — корпус зарядной части (компрессионной камеры); 3 — детонационный транслятор с капсюлемдетонатором; 4 — диск низкоплотного пенопластового ослабителя; 5 — диск эластичного ВВ на основе ТЭНа; 6 метательный низкоплотный заряд на основе гексогена; 7 — кольцо резинового уплотнителя; 8 — ствольная часть (стальная или латунная); 9 — диск резинового обтюратора; 10 — ударник





шими пояснениями относительно прядка работы с этими ускорителями и их устройства.

Ударник из дюралюминия диаметром и длиной 50 мм вместе с наклеенным на его нижний торец резиновым листом-обтюратором вставляется в ствольную часть устройства со стороны нижнего торца ствольной части устройства. Низкоплотное ВВ засыпается в зарядную часть устройства на детонационный генератор, установленный на поддоне. Детонационный генератор состоит из пенопластового диска (плотностью 0,05 г/см<sup>3</sup>, толщиной 20 мм и диаметром 50 мм), на верхнем торце которого располагается лист эластичного ВВ на основе ТЭНа диаметром 35 мм и толщиной 0,5 мм. К центральной части этого диска по транслятору из ВВ той же марки, вложенному в паз, фрезерованный в поддоне, подводится детонационный импульс от капсюля-детонатора. После стыковки и скрепления «заряженных» ствольной и зарядной частей устройства с помощью стяжных полуколец на верхнем торце ствольной части монтируется экспериментальная сборка с исследуемым нагружаемым образцом. После окончательной проверки экспериментальной сборки и «ее подсоединения» к измерительной системе осуществляется присоединение электродетонатора (предварительно коммутированного в электровзрывную цепь) к детонационному транслятору.

Если взрывное устройство с диаметром канала 50 м и наружным диаметром ствола 120 мм (при длине ствольной и зарядной его частей около 200 мм) сделано из стали 45 с последующей термообработкой (нормализацией), то оно позволяет воспроизводить скорости метания ударников из дюралюминия размером  $50 \times 50$  мм до 400...500 м/с с разбросом  $\pm 5\%$  при проведении ориентировочно 15...20 экспериментов. При этом используются заряды из смеси гексогена с мипорой плотностью 0,3 г/см<sup>3</sup>. После проведения такого количества «выстрелов» ствольные части можно использовать лишь для проведения серий экспериментов, в которых допустим больший разброс скоростей метания. Это устройство с таким зарядом позволяет метать без разрушения и неметаллические ударники, например, из текстолита или других пластических масс.

Если для проведения экспериментов необходимы скорости ударников в диапазоне 500...1000 м/с, но нет необходимости метать ударники диаметром 30 мм и более с высокой степенью воспроизводимости скорости и плоскопараллельности соударения с мишенью, то при ограниченных технологических возможностях можно использовать простейшие конструкции взрывного метания, показанные на рис. 12.29. При этом для ослабления нагрузок на метаемое тело со стороны продуктов детонации низкоплотного заряда используется создание так называемой уходящей детонационной волны, которая распространяется в направлении, противоположном скорости метания ударника. При такой схеме метания основной разгон ударника осуществляется на



Рис. 12.29. Простейший вариант сборки деталей для «мягкого» ствольного взрывного метания ударников вертикально вниз: 1 — прочные толстостенные стальные трубы зарядной части сборки; 2 — низкоплотный заряд ВВ на основе гексогена; 3 — волновой генератор «уходящей» детонационной волны; 4 — капсюль-детонатор; 5 — детонационный транслятор; 6 — ударник; 7 — ствол с отверстиями для электроконтактных датчиков измерения скорости ударника

пути  $x_{WY}^*$ , в конце которого ударник начинает испытывать влияние тыльной волны разгрузки (TBP), распространяющейся от свободной поверхности детонировавшего заряда BB, и его разгон замедляется (см. подробнее параграф 11.3). Скорость ударника на пути  $x_{WY}^*$  достигает ориентировочно 70% от скорости, максимально возможной для заданного значения  $\beta$  (отношения массы заряда BB к массе ударника). Величина  $x_{WY}^*$  связана с длиной H заряда BB и коэффициентом нагрузки  $\beta$  соотношением:

$$x_{WY}^{*} = \frac{H}{\beta} K_{W_{Y}}\left(n\right),$$

где  $K_{W_y}(n)$  — коэффициент, зависящий от показателя политропы n продуктов детонации. У низкоплотных BB  $n \approx 2$  и  $K_{W_y}(n) \approx 2,6$ .

Взрывные устройства, предполагаемые для достижения скоростей метания ударников около 1 км/с при коэффициентах нагрузки  $\beta \approx 1$  и плотности заряда около 0,5 г/см<sup>3</sup>, изготавливают с длиной ствольной части  $l_{\rm CTB}$  не более чем в три раза длиннее зарядной части  $l_3$ . Расчетную оценку скорости метания можно получить, используя формулу (11.23).

К устройствам генерации низкоамплитудных начальных импульсов с открытыми метательными зарядами прибегают обычно в тех случаях, когда при их изготовлении необходимо использовать высокоплотные бризантные штатные BB и нет сильных ограничений на массу этих зарядов.

Устройства, выполненные по схеме, показанной на рис. 12.30, позволяют метать без разрушения малопрочные неметаллические ударники. Скорость метания с большой точностью может регулироваться при постоянных характеристиках заряда ВВ высотой его расположения над верхним торцом ствольной части устройства. Это происходит потому, что с изменением размера  $\delta_{\rm BO3}$  изменяется величина той части заряда ВВ, продукты детонации которой разлетаются точно в направлении основания конуса с диаметром, равным диаметру канала ствольной части, и определяют импульс сил, разгоняющих ударник.

Заметим, что при метании прочных, стальных ударников возможно контактное расположение на них зарядов высокоплотных ВВ, например, как это показано на рис. 12.31. При этом варьирование скорости метания осуществляется путем использования заранее изготавливаемых таблеток ВВ различной высоты (массы). Однако такое устройство уже не является ствольным.

Схемы, показанные на рис. 12.30 и рис. 12.31, применяют при необходимости получения скоростей ударников не более 100 м/с.

**12.2.5.** Кумулятивные и газокумулятивные взрывные ускорители Взрывные ускорители, основанные на использовании кумулятивных зарядов с металлическими облицовками, позволяют сравнительно просто получать компактные ударники слабоконтролируемой формы и



Рис. 12.30. Схема устройства ствольного метания «активной массой» открытого заряда: 1 — капсюль-детонатор; 2 — метательный заряд; 3 ствол; 4 — ударник; 5 — опорная тонкостенная труба (отверстия в стенках не показаны); 6 — мишень



Рис. 12.31. Схема устройства для низкоскоростного метания ударника накладным зарядом: 1 — капсюльдетонатор; 2 — метательный заряд высокоплотного BB; 3 — деталь для сосной сборки элементов устройства и удержания ударника на весу; 4 ударник; 5 — опорная трубка; 6 мишень

ориентации, имеющие скорость до 12 км/с. Наиболее простая конструкция одного из таких ускорителей (рис. 12.32) содержит кумулятивный заряд, в котором точка инициирования сдвинута относительно оси заряда и металлической оболочки, что приводит к «искривлению» кумулятивной струи относительно того ее положения, которое было бы при расположении точки инициирования (капсюля-детонатора) на оси заряда. Толстая стальная плита содержит отверстие для пропускания нужной части струи и предотвращает попадание в мишень остальной части кумулятивной струи.

В настоящее время перспективными для моделирования взаимодействия частиц космического мусора и метеоритных частиц со спутниками и при отработке защиты этих аппаратов являются устройства, основанные на кумулятивных зарядах со строго осесимметричным инициированием детонационного фронта в заряде ВВ и формированием кумулятивной струи. Выделение из образовавшейся осесимметричной кумулятивной струи нужной головной части для взаимодействия с мишенью осуществляется за счет бокового удара пластиной (метаемой в определенный момент дополнительным зарядом ВВ) по ненужной части струи. В результате этого бокового удара ненужная часть струи



Рис. 12.32. Схема метания ударника кумулятивным взрывным ускорителем с асимметрично расположенной точкой инициирования детонации: *I* — детонатор; *2* — заряд BB; *3* — кумулятивная облицовка; *4* — кумулятивная струя при эксцентриситете *е*<sub>ЭКС</sub>, не равном нулю; *5* — кумулятивная струя при нулевом эксцентриситете *е*<sub>ЭКС</sub>; *6* — отсекатель ненужной части кумулятивной струи; 7 — ударник, оставшийся от кумулятивной струи; *8* — нагружаемая ударом мишень

или ее остаточные фрагменты сходят с траектории движения выделенной головной части струи и не попадают на исследуемую мишень. Такие устройства позволяют получать алюминиевые ударники массой 0,3...1,2 г, диаметром 3,8...5,3 мм и длиной 14...17 мм со скоростью 11...11,3 км/с (угол между осью ударника и нормалью к преграде лежит в пределах 0...18°). Из молибдена получены более длинные (до 33 мм) и массивные (2,5...4,0 г) ударники с большим разбросом углов атаки (0...32°).

При необходимости метания ударников более правильной и компактной формы, по сравнению с выделенными головными частями кумулятивных струй, используют газокумулятивные заряды. При распространении детонации в направлении, параллельном оси симметрии зарядов ВВ с глубокими выемками, не облицованными металлом, или зарядов ВВ в виде трубы разлетающиеся продукты детонации сталкиваются у оси симметрии и образуют газовую струю, которая разгоняет ударник обычно сферической формы, расположенный на ее пути по оси симметрии. Если заряд ВВ газокумулятивного ускорителя представляет собой трубу (рис. 12.33), наружный диаметр которой превышает внутренний в  $\overline{d}$  раз, то основная часть струи, обгоняющая фронт детонационной волны и используемая для разгона ударника, имеет плотность  $\rho_{\rm CTP}$ , численное значение которой в г/см<sup>3</sup> равно (0,025  $\overline{d}$  – 0,02). При этом значение давления *p*<sub>CTP</sub> в ГПа, под которым находится вещество этой струи, равно (0,07 d - 0,04). Эта часть струи, увеличивающаяся со временем, движется со скоростью частиц потока  $W_{CTP} = 1.8 D_{YW}$ . Стальной шарик, разгоняемый таким потоком, существенно изменяет свои размеры и форму из-за обгорания (более точно — из-за абляции). Если давление полного торможения струи  $p_{CTP} + \rho_{CTP} W_{CTP}^2 / 2$  превышает предельную величину, значение которой определяется размером, формой и материалом ударника, то происходит разрушение последнего. Для шариков из стали ШХ15 диаметром в несколько миллиметров это предельное давление оставляет около 3...4 ГПа.



Рис. 12.33. Схема газокумулятивного взрывного устройства: *1* — детонационный волновой генератор; *2* — стальная труба; *3* — трубчатый заряд высокобризантного ВВ с соотношением внешнего и внутреннего диаметра, равным  $\overline{d}$ ; *4* — ударник (стальной шарик); *5* — насадка-ствол; *6* — ударник в полете с конечной скоростью метания  $W_{y}$ 

Газокумулятивные взрывные ускорители позволяют метать частицы массой 0,01 г до скоростей около 12 км/с, а микрочастицы — до 20 км/с. Достижение больших скоростей метания сопряжено с громадными значениями массы ВВ, приходящимися на единицу массы ударника. Так, для разгона ударника массой 10<sup>-3</sup> кг требуется заряд ВВ массой 100 кг.

12.2.6. Пороховые ускорители, или пушки, осуществляют разгон в гладких ненарезных стволах прочных ударников продуктами сгорания пороховых зарядов, состоящих, как правило, в основном из нитроцеллюлозы или из нитроцеллюлозы, пластифицированной нитроэфирами (например, нитроглицерином). Пороховые газы состоят главным образом из CO, CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O и H<sub>2</sub> и имеют температуру около 3 000 К. Специальные устройства воспламенения, срабатывающие от электрических импульсов и содержащие дополнительные заряды быстросгорающего черного или дымного пороха, в сочетании с конструктивными элементами (разрушаемыми при определенных и достаточно высоких давлениях прокладками, диафрагмами) обеспечивают повышение давления пороховых газов при горении пороха за тысячные доли секунды до 200...300 МПа, что необходимо для полноценного сгорания метательного заряда (форсирование процесса горения).

Метаемые тела или снаряды при проведении экспериментов с пороховыми ускорителями представляют собой обычно собственно ударник и устройство, называемое поддоном, которое обеспечивает ведение ударника вдоль ствола без перекосов. На рис. 12.34, *а* показан снаряд с достаточно простым поддоном для ускорения сферического ударника. Такие поддоны изготавливают из текстолита, полиэтилена, дюралюминия. Снаряды с пластинами-ударниками имеют более сложную конструкцию (рис. 12.34, *б*). Предельные давления пороховых газов, которые может выдержать снаряд без разрушения, равны ориентировочно 0,17 ГПа, если поддон текстолитовый, и 0,3...0,6 ГПа в случае дюралюминиевых поддонов. Заметим, что стволы пороховых пушек выдерживают большие давления (так, стволы двухслойной конструкции «держат» давление 0,8 ГПа).



Рис. 12.34. Снаряд с отделяемым (*a*) и неотделяемым (б) ведущими устройствами (поддонами): 1 — поддон; 2 — сферический ударник; 3 — полиэтиленовый колпачок; 4 — башмак из поликарбонатной пластмассы; 5 — металлическая пластина-ударник

После выстрела снаряда с ударником, не предназначенным для строго плоскопараллельного соударения с мишенью, производится отделение поддона. Для этого служит устройство, называемое отсекателем, которое в простейшем исполнении представляет собой прочную стальную плиту с круглым отверстием. Диаметр этого отверстия несколько больше диаметра ударника, но меньше, чем диаметр поддона и канала ствола. Если ударник является пластиной, предназначенной для плоскопараллельного соударения с мишенью, то отсекатели не применяют, а поддон не отделяется.

Пороховые ускорители, по конструкции схожие с обычными пушками, при отношении массы пороха и ударника (коэффициент нагрузки  $\beta$ ), не превышающем 0,5, позволяют придать ударникам массой 0,01...10 кг скорость до 800...1000 м/с. Специальные пушки с большими значениями  $\beta \approx 10$  позволяют достичь скоростей несколько выше 2000 м/с. При этом длина ствола для метания ударника массой около 1 кг и диаметром 85 мм составляет 15 м. Вакуумирование ствола или стрельба в вакуумную трассу позволили бы достичь скорости 2800 м/с.

Необходимость чистки ствола от нагара затрудняет многократное и высокопроизводительное использование пороховых пушек, особенно в лабораторных условиях. Пушки при использовании штатных порохов не позволяют достичь стабильности скоростей метания, характерной для взрывных методов, особенно бесствольных. Количество выстрелов из стволов пушек с высококалорийными коллоидными порохами (нитроцеллюлоза, пластифицированная нитроэфиром) при сохранении приемлемого разброса скорости метания обычно не превышает 300...1000.

**12.2.7.** Баллистические ударные трубы. В баллистических ударных трубах (БУТ) разгон ударника осуществляется за счет внутренней энергии сжатого газа, закачиваемого компрессором в камеру высокого давления и получающего возможность расширяться, когда давление, действующее на диафрагму, которая отделяет эту камеру от



Рис. 12.35. Схема баллистической ударной трубы: 1 — соединение с магистралью компрессора высокого давления рабочего газа; 2 — камера высокого давления; 3 — ствол; 4 — диафрагма; 5 — ударник; 6 — держатель мишени; 7 — мишень; 8 — вакуумная камера; 9 — диафрагма вакуумной камеры; 10 тормозной отсек с улавливателем осколков; 11 — амортизатор

ствола с ударником, достигает определенного разрушающего значения (рис. 12.35).

Разрушение диафрагмы, приводящее к высвобождению газа и выстрелу, может быть инициировано наколом диафрагмы.

Начальная температура рабочего газа  $T_{\rm H}$ , т. е. температура в момент начала выстрела, близка к нормальному значению. Начальное давление  $p_{\rm H}$  по соображениям безопасности обычно не превышает 40 МПа. При таких параметрах рабочего газа высокие скорости метания можно достичь, как это следует из формул (11.31) и (11.32), за счет рациональных значений длины ствола, отношения массы рабочего газа к массе ударника и показателя адиабаты рабочего газа (отношения удельных теплоемкостей при постоянных давлении объеме). Детальный анализ функционирования БУТ показывает, что для заданного рабочего газа и заданной его равновесной температуры в камере высокого давления скорость ударника является функцией размерного параметра  $\frac{p_{\rm H} d_{\rm CTB}^2 l_{\rm CTB}}{m_y}$ , где  $d_{\rm CTB}$  и  $l_{\rm CTB}$  — диаметр и длина канала ствола соответственно;  $m_{\rm Y}$  — масса ударника.

Так, при значении этого параметра, равном  $15 \cdot 10^6 \text{ м}^2/\text{c}^2$ , можно достичь скорости ударника  $W_y = 1500 \text{ м/c}$  при температуре рабочего газа (гелия) в камере высокого давления 310 К.

Для того чтобы устранить сильную воздушную ударную волну перед движущимся ударником, из ствола откачивают воздух до давлений 2...5 Па. Утечки рабочего газа уменьшают, используя тефлоновые уплотнительные кольца (см. рис. 11.26). Калибры стволов современных БУТ таковы, что диаметр области приложения плоскосимметричного НИ к мишени составляет 65...100 мм. Несмотря на отсутствие нарезов, имеющихся в обычных артиллерийских орудиях, ударник в процессе разгона начинает вращаться. По-видимому, это связано с остаточными микронеровностями на поверхности канала ствола, полученными при его механической обработке. В модернизированных БУТ в канале вырезают прямую шпоночную канавку. Выступ в ударнике попадает в эту канавку и предотвращает вращение снаряда. Скорость метания ударника проще всего регулировать начальным давлением  $p_{\rm H}$  рабочего газа в камере высокого давления. Так, в случае использования в качестве рабочего газа воздуха на БУТ с калибром 85 мм и ударника массой 0,7 кг получается следующее соответствие между скоростью ударника  $W_{\rm Y}$  и начальным давлением воздуха  $p_{\rm H}$ :  $W_{\rm Y} = 0,3$  км/с при  $p_{\rm H} = 2$  МПа;  $W_{\rm Y} = 0,42$  км/с при  $p_{\rm H} = 4$  МПа;  $W_{\rm Y} = 0,5$  км/с при  $p_{\rm H} = 10$  МПа.

БУТ по простоте обслуживания и по безопасности эксплуатации превосходят пороховые пушки. БУТ на сжатом воздухе можно использовать в обычных лабораторных условиях, не рассчитанных на ведение работ со взрывчатыми материалами (взрывчатыми веществами и порохами). При этом по причине откачивания воздуха из ствола и из камеры сбора осколков от ударника и мишени возникающий при выстреле шум минимален.

12.2.8. Электрические пушки. В электрических ускорителях, или пушках, (рис. 12.36) источником энергии для разгона ударника является электрический конденсатор, разряжающийся на тонкую алюминиевую или медную фольгу, а рабочим телом, расширение которого приводит к ускорению ударника, являются пары металла и плазма, образующиеся вследствие омического разогрева металла при разряде конденсатора. Метаемыми ударниками, используемыми впоследствии для нагружения мишени, являются либо тонкие пластинки изоляционного материала, например, майлара, располагаемые на электрически взрывающейся металлической фольге, либо металлическая фольга, отделенная от взрывающейся металлической фольги и образующейся из нее плазмы изоляционной пленкой. Симметричное движение ударника, близкое к плоскосимметричному, обеспечивается деталью, называемой ограничительным кольцом или стволом, канал которой диаметром от 5 до 20 мм имеет длину около 10 мм. Емкость батарей конденсаторов составляет десятки микрофарад, напряжение на них - десятки киловольт. Тоководы и их подсоединение к достаточно широкой полосе металлической фольги должны обеспечивать однородность распреде-



Рис. 12.36. Схема электрической пушки: *1* — подводящие проводники (тоководы); 2 — взрываемая фольга; 3 — тонкая диэлектрическая пластина (майлар, каптон); 4 — тонкая металлическая пластина-ударник (может отсутствовать, если в качестве ударника используется диэлектрическая пластина 3); 5 ствол; 6 — газонаполненный разрядник (включатель тока); 7 — батарея электрических конденсаторов

ления тока по ширине фольги и тем самым максимально возможную однородность разогрева и взрыва фольги. Индуктивность тоководов должна быть минимальной для увеличения доли энергии (запасенной в электрическом конденсаторе), которая переходит в энергию взрыва фольги. Для подключения конденсатора к взрывающейся фольге используют специальные быстросрабатывающие разрядные переключатели, например, заполненные SF<sub>6</sub>+Ar.

Электрические пушки позволяют разгонять ударники из майлара или каптона толщиной 350 мкм и диаметром 25 мм до скоростей около 8 км/с, а танталовые ударники толщиной 12,7 мкм и диаметром 5 мм до 16 км/с. Время разгона майларовых ударников до максимальных скоростей составляет по порядку 1 мкс.

В отношении полноты использования потенциальной энергии электрические пушки выгодно отличаются от взрывных ускорителей.

**12.2.9.** Электромагнитные ускорители. В настоящее время разрабатываются электромагнитные ускорители, которые по принципу действия можно разделить на два типа: электродинамические и магнитодинамические.

Электродинамический ускоритель простейшего исполнения представлен схемой на рис. 12.37. Ускорение подвижного проводника (который в дальнейшем может выполнять роль ударника), скользящего про тоководным шинам (рельсам), осуществляется пондеромоторной силой, определяемой произведением силы тока в этом проводнике и напряженности магнитного поля внутри электрического контура за этим проводником. Магнитное поле создается этим же током, либо с помощью дополнительного контура подмагничивания. В качестве источников тока силой в миллионы ампер могут применяться специальные конденсаторы или взрывомагнитные генераторы. Для функционирования установки необходимы глубоко вакуумируемые камеры. Основные трудности при реализации высоких скоростей метания (предполагается достижение нескольких десятков километров в секунду) заключаются



Рис. 12.37. Схема электродинамического укорителя: 1 — источник сильного тока; 2 — токоподводящие шины (рельсы); 3 — металлический ускоряемый ударник; 4 — направление магнитных силовых линий на плоскости симметрии расположения токоподводящих шин



Рис. 12.38. Схема простейшего магнитодинамического ускорителя: 1 — источник сильного тока; 2 — быстродействующий коммутатор линий питания соленоида; 3 — один из витков соленоида; 4 — метаемая металлическая пластина-ударник

в обгорании контактов и возникновении разряда впереди ускоряемого ударника вследствие «выдувания» плазмы из контактного промежутка между ударником и тоководной шиной.

Магнитодинамический ускоритель простейшего исполнения, используемый лишь как элемент многокаскадного устройства высокоскоростного метания, представлен схемой на рис. 12.38. Его действие основано на появлении магнитного давления на пластину из электропроводного материала (металла), находящуюся на пути распространения (со скоростью электромагнитных колебаний) магнитного поля (или распространения области магнитного поля с повышенной его напряженностью). При внезапном подключении к соленоиду мощного источника тока с емкостью C и напряжением  $U_0$  в цепи возникает импульс тока I(t), описываемый уравнением

$$\int_{0}^{t} \frac{I_{\mathrm{T}}(t)}{C} dt + R_{\Omega} I_{\mathrm{T}}(t) + L \frac{dI_{\mathrm{T}}(t)}{dt} = U_{0},$$

где  $R_{\Omega}$  — омическое сопротивление цепи; L — индуктивность, в значительной мере определяемая соленоидом.

Под действием этого тока, нарастающего со скоростью порядка TA/c, в полости соленоида создается магнитное поле также с нарастающей напряженностью. Возникающее и нарастающее по напряженности магнитное поле начинает распространяться через электропроводящую среду ударника (металл), вызывая в ней согласно закону электромагнитной индукции токи, направленные так, чтобы ослабить изменения магнитного поля, их вызвавшие. В результате такого взаимодействия, называемого образно диффузией магнитного поля через электропроводящую среду, пластина-ударник, расположенная на «выходе» соленоида, начинает испытывать выталкивающую силу

$$F = \frac{\pi d_{\mathrm{Y}}^2}{4} \cdot \frac{\mu_0}{2} \left( \left( H_{\mu_{\mathrm{B}}} \right)^2 - \left( H_{\mu_{\mathrm{H}}} \right)^2 \right),$$

253
где  $d_{\rm Y}$  — диаметр пластины-ударника;  $\mu_0$  — магнитная постоянная, равная  $4\pi\cdot 10^{-7}$  Гн/м;  $H_{\mu_{\rm B}}$  — напряженность магнитного поля во внутренней полости соленоида, т.е. слева от пластины-ударника;  $H_{\mu_{\rm H}}$  — напряженность магнитного поля «снаружи» соленоида, т.е. справа от пластины-ударника. Величину  $\frac{\mu_0}{2}\left(\left(H_{\mu_{\rm B}}\right)^2-\left(H_{\mu_{\rm H}}\right)^2\right)$  называют магнитным давлением.

Напряженность поля внутри соленоида  $H_{\mu_{\rm B}}$  определяется произведением силы тока в соленоиде на число витков провода на единицу длины соленоида. С течением времени «диффузия» магнитного поля через электропроводящую среду приводит к выравниванию напряженностей магнитных полей с обеих сторон пластины ударника и падению магнитного давления до нуля. Если бы ток в соленоиде мог бы появляться скачкообразно, достигая максимального значения  $I_{\rm max}$ , то магнитное давление, выталкивающее пластину-ударник, менялось бы от максимального значения  $\mu_0 (H_{\mu\,{\rm max}})^2/2$ , где  $H_{\mu\,{\rm max}} = H_{\mu\,{\rm max}} (I_{\rm max})$ , до нуля за некоторое время, определяемое только толщиной пластины ударника и электропроводностью ее материала.

Энергия магнитного поля, за счет которой осуществляется разгон ударника, проворциональна объему полости соленоида  $V_{\rm COЛ}$ , а именно:  $V_{\rm COЛ} = (\pi d_{\rm COЛ}^2/4) l_{\rm COЛ}$ .

Заметим, что простейшая схема магнитодинамического метания, представленная на рис. 12.38, не позволяет достичь скоростей ударников в несколько километров в секунду даже при очень мощных источниках тока, так как индукция токопроводов и соленоида препятствуют быстрому нарастанию тока и связанной с ним напряженности магнитного поля слева от метаемой металлической пластины, а следовательно, и магнитного давления. Для получения очень больших скоростей метания необходима модернизированная схема ускорителя, например, представленная на рис. 12.39. Эта схема будет рассмотрена при анализе комбинированных устройств ускорения ударников.

В этом разделе мы лишь отметим, что магнитное поле можно создать не только таким наиболее привычным устройствам, как электрический провод, навитый в виде спирали, но и используя другие конструкции. Например, можно получить магнитное поле внутри металлической трубки, пропуская ток по ней в одном направлении, а по второму электроду, расположенному у ее оси симметрии, в другом, противоположном направлении. Внутренняя полость, образованная стенками этой трубки будет «заполнена» магнитным полем.

Также обратим внимание на то, что магнитное поле с напряженностью  $H_{\mu_{\rm B}}$ , находящееся в полости соленоида объемом  $V_{\rm COЛ}$  обладает энергией  $E_{\mu} = (H_{\mu_{\rm B}})^2 V_{\rm COЛ}$ . При достаточно высокой скорости механического радиального обжатия соленоида (или трубки с током) магнитное поле не успевает существенно диффундировать (проникнуть) наружу из полости соленоида через электропроводный сжимаемый экран, образованный витками провода (или стенкой трубки с током).



Рис. 12.39. Схема устройства высокоскоростного метания кольцевого алюминиевого ударника магнитным давлением сжимаемого магнитного поля: 1 корпус магнитокумулятивного генератора; 2 — канал кольцевого поперечного сечения; 3 — кольцевой ударник из алюминия; 4 — центральная металлическая трубка; 5 — цилиндрический заряд высокобризантного BB; 6 — продукты детонации (до момента соударения с оболочкой 4 к корпусу 1 для создания начального магнитного поля  $H_{\mu B}$  в его полости подключается источник (на рисунке он не показан), создающий импульс тока I через детали 1, 3, 4)

Неизменность энергии магнитного поля в полости соленоида (или трубки с током) при уменьшении ее объема порождает нарастание напряженности поля. Этот эффект используется в устройствах магнитодинамических ускорителей, построенных по двухступенчатой или двухкаскадной схемам. Такие схемы создают обычно исходя из уподобления магнитного поля идеально легкому газу со скоростью звука, равной скорости света. Так как подобные устройства относятся к устройствам комбинированного действия, то одна из схем таких ускорителей будет рассмотрена в следующем разделе.

12.2.10. Легкогазовые искорители. Среди легкогазовых ускорителей (ЛГУ) наибольшее распространение получили устройства, в которых метаемый элемент с ударником или снаряд ускоряется за счет внутренней энергии сжатого газа с низкой молекулярной массой (водород или гелий), или легкого газа, но сжатие, предшествующее его расширению при разгоне снаряда, осуществляется поршнем, метаемым пороховыми газами. Такие ЛГУ можно отнести к разновидности двухкаскадных ускорителей, в которых роль второго, конечного каскада выполняет, в сущности, «специфическая» БУТ, а первым каскадом является пороховая пушка. Однако такие устройства получили другое название — двухступенчатые ЛГУ. Схема классической двухступенчатой ЛГУ с легким поршнем показана на рис. 12.40.

Последовательность действия этой ЛГУ следующая. Сначала под действием пороховых газов в первой ступени поршень приобретает скорость  $W_{\Pi}^{\max}$  и производит сжатие легкого газа в нагнетательной камере от давления p<sub>0</sub> до давления p<sub>H</sub>, которое при выстреле БУТ является «начальным» и значение которого определяется прочностью диафрагмы, отделяющей нагнетательную камеру от баллистического



Рис. 12.40. Схема легкогазового ускорителя (ЛГУ) с легким поршнем: 1 — зарядная камера пороховой пушки; 2 — легкий поршень; 3 — ствол нагнетательной камеры, заполненный легким газом; 4 — переходник с сужающимся каналом; 5 — диафрагма; 6 — ударник (ускоряемый элемент); 7 — баллистический ствол

ствола со снарядом. При таком сжатии температура рабочего легкого газа повышается от начальной  $T_0$  до максимальной  $T_H$ , соответствующей давлению  $p_H$ . Скорость метания элемента сжатым газом во второй ступени тем больше, чем выше температура  $T_H$ . Но эта температура связана не только со степенью сжатия газа  $p_H/p_0$ , но и со значениями энтропийной константы этого газа в начальном  $S_0$  и сжатом  $S_H$  состояниях:

$$T_{\rm H} = T_0 \left( p_{\rm H} / p_0 \right)^{(k_{\rm P\Gamma} - 1)/k_{\rm P\Gamma}} \left( S_{\rm H} / S_0 \right)^{1/k_{\rm P\Gamma}}$$

где  $k_{\rm PF}$  — показатель адиабаты газа в стволе нагнетательной камеры (второй ступени).

Энтропийная константа идеального газа S связана с его давлением p, плотностью  $\rho$  и показателем  $k_{\rm PF}$  соотношением  $p = S \rho^{k_{\rm PF}}$ .

Если поршень разгоняется быстро и влетает в нагнетательную камеру со сверхзвуковой скоростью, то сжатие и разогрев рабочего газа производятся ударно-волновым образом в процессе многократного переотражения фронтов ударных волн в пространстве камеры между поршнем и диафрагмой. Если же поршень тяжелый и разгоняется медленно, без образования перед ним ударной волны, то сжатие происходит практически изоэнтропически и  $S_{\rm H}/S_0 \approx 1$ , в то время как при ударно-волновом сжатии  $S_{\rm H}/S_0 \approx 5$ . По этой причине современные ЛГУ «высокоскоростного метания» сравнительно легких снарядов имеют легкие поршни, а также большую степень сжатия газа, равную по порядку 100... 1000. Давление  $p_{\rm H}$  в момент выстрела снаряда обычно не превышает 1 ГПа. Это ограничение обусловлено главным образом прочностью поддона. Степень расширения легкого газа при метании снаряда — обычно около трех. При метании особо прочных снарядов применяют ЛГУ с  $p_{\rm H} = 4$  ГПа.

Торможение поршня, чтобы не испортить входную часть баллистического ствола, осуществляют с помощью конического переходника с сужающимся каналом. Коническая форма этого элемента ЛГУ первоначально была выбрана из соображений живучести установки, которая в современных установках, сконструированных лучшим образом, с углом раствора конуса около 3° достигает 100 выстрелов. Однако сужающийся переходник можно использовать и для повышения скорости метания снарядов, если поршень сделать из очень пластичного, легкодеформируемого, но очень мало сжимаемого материала. Скорость передней поверхности такого поршня по мере вхождения его в сужающееся отверстие будет увеличиваться. Сужающийся канал профилируют так, чтобы скорость передней поверхности поршня «следила» за скоростью разгоняемого снаряда, и давление рабочего легкого газа, подталкивающего снаряд, в течение некоторого времени сохранялось постоянным.

Важной характеристикой снаряда, влияющей на его скорость метания  $W_{\rm Y}$ , является коэффициент  $C_q$  — отношение массы снаряда к кубу калибра ствола. Обобщая результаты большого числа отечественных и зарубежных экспериментов, можно заключить, что двухступенчатые ЛГУ позволяют получать следующие скорости метания: 11 км/с при  $C_q \approx 0,2$  г/см<sup>3</sup>; 8 км/с при  $C_q \approx 0,8$  г/см<sup>3</sup>; 6 км/с при  $C_q \approx 1,8$  г/см<sup>3</sup>; 5 км/с при  $C_q \approx 4$  г/см<sup>3</sup>. На рис. 12.34, 6 показана конструкция снаряда для ЛГУ с калибром баллистического ствола около 30 мм, позволяющая метать плоские ударники диаметром 25 мм и толщиной 1...3 мм. Ударник запрессовывается в горячем состоянии в деталь из поликарбонатной пластмассы, на которую плотно надевают полиэтиленовый колпачок, предотвращающий утечку толкающего легкого газа.

Легкогазовые ускорители с дополнительными ударно-волновыми ступенями появились как результат модернизации ЛГУ классического исполнения с целью увеличения скоростей метания ударников. При этом главным образом используют различные способы повышения температуры рабочего газа, заполняющего нагнетательную камеру перед сжатием поршня, либо дополнительные элементы устройства, которые в сущности являются третьим каскадом ускорения или третьей ступенью ЛГУ.

На рис. 12.41 показана схема такого дополнительного устройства, реализующего ударно-волновой механизм ускорения пластины-ударника до скорости, существенно превышающей скорость снаряда, которая может быть достигнута в баллистическом стволе ЛГУ классического исполнения. Эта схема позволяет не только получить повышенную скорость метания конечной метаемой пластины-ударника, но и предохранить ее от чрезмерного разогрева, характерного для простейшего откольного волнового способа ускорения. Напомним, что откольный способ ускорения заключается в том, что снаряд в виде пластины ударяет со скоростью W<sub>CH</sub> по пластине-ударнику, имеющей динамический импеданс меньший, чем у снаряда. Ударная волна, образующаяся при этом ударе, выйдя на свободную поверхность пластины-ударника, порождает отраженную волну разрежения, которая вовлекает частицы этой пластины в движение со скоростью  $W_{\rm V} > W_{\rm CH}$ . В результате пластина-ударник, ускоренная до скорости  $W_{\rm V}$ , отлетает (откалывается) от поверхности снаряда, которая после удара может восстановить скорость только до значения WCH. При таком волновом способе метания пластина-ударник может не только расплавиться, но и испариться.

9 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов



Рис. 12.41. Схема дополнительного каскада ударно-волнового ускорения в ЛГУ: 1 — баллистический ствол ЛГУ; 2 — поддон снаряда, метаемого легким газом в баллистическом стволе; 3 — пакет тонких пластин на поддоне (ПМ пластическая масса); 4 — буфер из низкоплотной пластмассы; 5 — метаемая пластина-ударник; 6 — вольфрамовый ствол дополнительного каскада (тонкие пластины из Та, Сu, Ti, Al, Mg и ПМ расположены в порядке уменьшения импедансов этих материалов, т.е. в порядке увеличения их сжимаемости)

Предотвратить указанный нежелательный эффект «жесткого» ударноволнового ускорения можно, сделав снаряд, разгоняемый в баллистическом стволе ЛГУ, с пакетом тонких пластин различной сжимаемости на стороне, обращенной к конечной ускоряемой пластине-ударнику. Эта пластина-ударник в свою очередь покрыта со стороны подлетающего снаряда экраном из сравнительно низкоплотной и высокосжимаемой пластической массы, играющей роль буфера.

Тонкие пластины в пакете располагаются в таком порядке, что их динамический импеданс возрастает справа налево в направлении к поддону: пластическая масса (ПМ) — магний (Mg) — алюминий (Al) — титан (Ti) — медь (Cu) — тантал (Ta). Характерная толщина каждой пластины составляет 0,5...1,0 мм. Ударная волна, распространяющаяся по такому пакету, с момента контакта снаряда с буфером на пластине-ударнике, отражаясь от поверхностей слоев со все большими динамическими импедансами, создает последовательность ударных волн с последовательным нарастанием давления на фронтах, которые обращены в сторону буфера на ускоряемой пластине-ударнике. В результате этого буфер, расширяясь в сторону метаемой пластины «периодически» испытывает нарастающее подпитывающее ударно-волновое сжатие со стороны снаряда. При этом материал метаемой пластины-ударника испытывает воздействие не одной очень сильной входящей ударной волны, а серии входящих ударных волн и волн сжатия сравнительно малой интенсивности, т.е. происходит «смягчение» или изоэнтропизация воздействия.

С использованием такого способа дополнительного ускорения в Сандийской лаборатории США на ЛГУ были получены скорости пластин из алюминия, магния и титана толщиной 1 мм и 0,5 мм, равные 14 км/с и 15,8 км/с соответственно. При отсутствии вольфрамового ствола дополнительного каскада (деталь 6 на рис. 12.41) и равенстве диаметра метаемых пластин калибру баллистического ствола ЛГУ скорости метания были ниже величины 10,4 км/с для ударника толщиной 1 мм и менее 12 км/с при толщине метаемого ударника 0,5 мм.

12.2.11. Комбинированные ускорители являются устройствами, включающими в себя последовательно или практически одновременно функционирующие элементы с различными принципами действия, источниками энергии и рабочими телами (либо полями). Их создание вызвано необходимостью достижения скоростей метания ударников, которые практически невозможно получить при использовании каждого из элементов системы в отдельности, без взаимодействия. К комбинированным ускорителям относятся уже частично рассмотренные нами различные многокаскадные взрывные устройства, ЛГУ, а также устройства, сочетающие в себе ЛГУ с последующими газокумулятивными трубчатыми зарядами ВВ, либо устройства, в которых струя газокумулятивного заряда повторно ускоряет ударник, предварительно разогнанный при срабатывании взрывного ускорителя простейшего исполнения.

В этом разделе мы остановимся лишь на тех комбинированных ускорителях, в которых первая ступень (или каскад) является устройством, реализующим энергию детонационного превращения заряда высокобризантного ВВ для кумуляции энергии в передаточной субстанции (реальном легком газе или магнитном поле, рассматриваемом для удобства осмысления, как идеально легкий газ), а во второй ступени реализуется трансформация этой энергии в кинетическую энергию ударника.

Схемы наиболее перспективных ускорителей этого принципа действия показаны на рис. 12.39 и рис. 12.42.

Устройство, схема которого показана на рис. 12.42, называемое кумулятивной пушкой, действует следующим образом. Детонационная волна, распространяющаяся от точки инициирования, «скользит» по конической оболочке, угол при вершине которой выбран таким образом, чтобы исключить образование металлической кумулятивной струи, которая могла бы попасть в метаемый ударник, находящийся в стволе.

Схлопывание металлической оболочки приводит к образованию в легком газе (обычно водород или гелий) сходящейся ударной волны с первоначально конической формой фронта. Осесимметричный поток сжатого газа, расположенного между схлопывающейся оболочкой и фронтом ударной волны, порождает высокоскоростную струю



Рис. 12.42. Схема кумулятивной пушки (*a*) и схема течения в окрестности фронта детонации, подходящего к разрушаемой диафрагме (*б*): 1 — точка инициирования детонации; 2 — заряд высокобризантного BB; 3 — ослабитель ударной волны; 4 — металлическая оболочка; 5 — низкомолекулярный или легкий газ (водород, гелий); 6 — диафрагма; 7 — ударник; 8 — ствол; 9 — схлопывающаяся металлическая оболочка; 10 — продукты детонации; 11 — струя легкого газа, сжатого до большой плотности

движущуюся вдоль оси симметрии устройства со скоростью, которая в момент выхода ее на разрываемую диафрагму и затем на ударник достигает 140 км/с. Эта струя и разгоняет ударник в стволе.

комбинированном устройстве, схема которого показана B на рис. 12.39, для непосредственного воздействия на ускоряемый ударник вместо легкого газа используется сверхсильное магнитное поле, создаваемое магнитокумулятивным генератором (МК). Работа этого устройства начинается с подачи управляющих импульсов на подключение соленоида к источнику тока и на инициирование детонации заряда ВВ центральной металлической трубки в такой последовательности и с такой разновременностью, чтобы к моменту достижения максимума напряженности магнитного поля в полости соленоида началось радиальное движение стенки трубки под действием продуктов детонации, как это показано на рисунке. Если по мере распространения детонационной волны по цилиндрическому заряду объем полости соленоида, окружающий расширяющуюся металлическую трубу, сокращается так быстро, что магнитное поле не успевает существенно диффундировать наружу (за пределы соленоида), и энергия магнитного поля в полости соленоида не успевает измениться, то происходит резкое нарастание напряженности магнитного поля  $H_{\mu_{\rm R}}$ , а следовательно, и магнитного давления, разгоняющего кольцевой ударник. Теоретически ускорители с обжатием магнитного поля металлическими оболочками, метаемыми высокобризантными ВВ, способны разгонять достаточно массивные ударники до скорости около 100 км/с.

12.3. Устройства для сохранения ударно сжатых веществ. Природные вещества и конструкционные материалы под действием начальных импульсов претерпевают различные ответные реакции, начиная с тех, что условно можно считать простыми, например, изменение удельного объема при всестороннем сжатии, и заканчивая такими сложными, как химические и химико-физические превращения. Для изучения и описания этих процессов, необходимых в дальнейшем для решения практических задач, в частности, конструкторских, используют два метода. При первом методе осуществляют непрерывную регистрацию и измерение изменяющихся во времени параметров состояния и движения сред или других мгновенных характеристик динамики процесса (например, скорости фронта ударной волны). При втором методе изучают с использованием различных традиционных методов (оптических, механических, физических, физико-химических) образцы, полученные после их нагружения начальными импульсами, и протекание процессов, ими вызванных. Регистрацию и измерение параметров быстропротекающих процессов осуществляют с помощью специально разрабатываемых и изготавливаемых приборов и датчиков, которые будут предметом рассмотрения в отдельном разделе книги.

Второй метод изучения требует прежде всего умения сохранять образцы после их ударно-волнового нагружения в том виде, который позволяет проводить их исследования и сохранять следы процессов, протекавших в исследуемой фазе газодинамического процесса, а не накапливающиеся эффекты, возникающие на поздних стадиях и искажающие искомую «раннюю» информацию.

Устройства, с помощью которых сохраняются образцы после ударно-волнового нагружения, представляют интерес не только как инструменты научного исследования процессов, но и как элементы технологических комплексов практического синтеза новых материалов, прессования порошков, изменения свойств традиционных материалов. Такие устройства часто называют ампулами или контейнерами сохранения.

Сложность сохранения образцов в этих устройствах обусловлена воздействием волн разрежения, присущих в любом случае ударно-волновому нагружению. Эти волны разрежения порождают растягивающие напряжения, приводящие к разрыву металлических ампул или контейнеров и к разрушению исследуемых или изготавливаемых образцов материалов. Поэтому основная задача при использовании метода исследования с ампулами сохранения заключается не только в нахождении конструкции и параметров конструкции ампулы сохранения, обеспечивающих сохранение образца при определенной интенсивности разрежения, но и в нахождении таких условий нагружения с неизменной амплитудой ударной волны, при которых приход лицевых, тыльных и боковых волн разрежения к исследуемому образцу наиболее растянут во времени, а скорость уменьшения плотности вещества в этих волнах разрежения разумно минимизирована. Конструкции для заданного ударно-волнового нагружения и сохранения образца делают, как правило, многослойными (рисунки 12.43–12.45). Такая «слоеность» конструкций является следствием стремления обеспечить прочность ампулы и предохранить исследуемый образец от разрушения либо специальной мерой с целью изоэнтропизации ударно-волнового сжатия образца.

«Слоеность» конструкции ампул сохранения образцов при заданном устройстве нагружения взрывом или ударом учитывают в случае плоского динамического нагружения, используя метод (p-u)- и (t-x)-диаграмм, при необходимости дополняя его расчетами с использованием стандартизированных программных комплексов для решения газодинамических задач. При анализе динамики нагружения образцов при цилиндрической или сферической симметрии схемы нагружения обычно используют стандартизированные программные комплексы, так как метод (p-u)- и (t-x)-координат в этих случаях позволяет полу-



Рис. 12.43. Схема устройства для плоского ударно-волнового компактирования порошка ультрадисперсного алмаза с использованием капсул сохранения после нагружения взрывом: *1* — гнездо капсулы сохранения; *2* — основание капсулы сохранения (пуансон); *3* — колпачок матрицы сохранения (матрица); *4* — порошок ультрадисперсного алмаза; *5* — заряд высокоплотного флегматизированного октогена (мощное бризантное BB); *6* — балластный замедлитель разлета продуктов детонации



Рис. 12.44. Схема цилиндрической ампулы сохранения в устройстве нагружения косыми ударными волнами: 1 — плосковолновой детонационный генератор; 2 — деталь для формирования косой сходящейся ударной волны; 3 — заряд высокобризантного BB; 4 — металлический стакан; 5 — исследуемый образец; 6 и 7 — цилиндрические прокладки; 8 — заглушка; 9 — подложка

Рис. 12.45. Схема эксперимента с использованием сферической ампулы сохранения образцов, сжимаемых сферической сходящейся ударной волной от взрыва шарового слоя высокобризантного ВВ: 1 — давление продуктов детонации сходящейся сферической детонационной волны; 2 — исследуемый образец; 3 — медное ядро капсулы сохранения; 4 и 5 — слой пенопласта и ПММА; 6 и 7 — слои свинца и стали



чить результаты, полезные лишь на качественном уровне рассуждения. Конечно, при анализе и интерпретации результатов экспериментов используют и регистрации параметров состояния или движения сред, полученные с использованием датчиков, функционирование которых некритично к неплоскосимметричности течения сжимаемой среды.

Устройства сохранения образцов, совмещенные с устройствами нагружения, аналогичные изображенному на рис. 12.17, удобны тем, что передаточная матричная среда, удерживающая исследуемый образец, имеет с ним одинаковую сжимаемость (динамический импеданс), и поэтому границы раздела таких сред «прозрачны» для волн сжатия и разрежения, т.е. «слоеность» конструкции не вызывает осложнений при анализе и интерпретации полученных экспериментальных результатов.

Такие вещества, как взрывчатые, при ударно-волновом нагружении претерпевают очаговое разложение с выделением газов, что делает практически невозможным использование для их сохранения со следами начавшегося разложения ампул традиционной конструкции. Сравнительно медленногорящие ВВ с малым удельным (на единицу массы) газовыделением при очаговом разложении удается сохранять со следами очагового разложения, вызванного ударными волнами с давлением около 0,5 ГПа, в конструкциях ампул сохранения, аналогичных той, что показанна на рис. 12.17. Для сохранения быстрогорящих ВВ с большим удельным газовыделением необходимы более сложные конструкции ампул сохранения. Дело в том, что после срыва очагового разложения в волне разрежения (что необходимо для сохранения образца от взрыва и разрушения) у ВВ с большим удельным газообразованием в погасших очагах остаются газообразные продукты разложения под большим давлением (так называемым остаточным давлением), если заряд окружен прочной газонепроницаемой оболочкой ампулы. Запас теплоты в этих продуктах разложения при высоком остаточном дав-



Рис. 12.46. Схема двух состояний ампулы сохранения, используемой для выявления структуры зоны очагового разложения ВВ в ударных волнах: 1 — исследуемый образец ВВ (толщина 2 мм); 2 — медный диск, трансформирующий импульс  $p_{\rm YH}(t)$ от устройства нагружения в начальный импульс; 3 — составной фторопластовый стержень; 4 — обойма сборки; 5 — верхняя оболочка капсулы сохранения; 6 — нижняя оболочка капсулы сохранения; 7 — стяжное полукольцо; 8 — газораспределитель противокомпрессионный; 9 – пластический стержень; 10 — улавливающий цилиндр; 11 — формирователь расширительной камеры; 12 — донный выталкиватель

лении вызывает повторное воспламенение очагов разложения и заряд «разгорается» вновь практически до полной потери информации о начальной структуре зоны рассредоточения очагов разложения и, тем более, о характеристиках начальной стадии разложения отдельных очагов, предшествующей срыву реакции в волне разрежения. Чтобы этого не произошло, необходимо после срыва очагового разложения обеспечить продуктам разложения возможность расширяться до сравнительно малого и поэтому безопасного в отношении повторного воспламенения очагов остаточного давления. Конструкция ампулы сохранения, схема которой показана на рис. 12.46, позволяет сохранить образцы (или изображения их структур) таких ВВ, как гексоген, после коротких (микросекундных) начальных импульсов амплитудой до 2 ГПа. Изображения структуры распределения очагов разложения в зарядах ВВ на его ранней начальной стадии являются принципиально важными для понимания механизма инициирования и развития реакции зарядов ВВ в ударных волнах и правильного описания его в форме уравнений формальной кинетики. Заметим, что в некоторых случаях для регистрации структуры очагового разложения в ампулы сохранения в контакте с плоскостью исследуемого образца помещают (запрессовывают) специальные пленки-индикаторы, например, такие, на которых остается как бы фотография поверхности заряда с проявившимися вспыхнувшими и погасшими очагами разложения. На рис. 12.47 показана фотография следов очагов разложения, иниции-





руемых фронтом ударной волной амплитудой 2 ГПа с последующим практически монотонным снижением давления до нулевого значения за 2 мкс. Исследуемый заряд флегматизированного гексогена отпрессован из порошка с частицами размером 100...200 мкм. Очаги разложения рассредоточены по поверхности зерен гексогена, а также по поверхности агломератов, образующихся из частиц гексогена при прессовании.

## Список литературы к главе 3

- Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / Под ред. Н. А. Златина и Г. И. Мишина. — М.: Наука, 1974.
- 2. Баум Ф.А., Орленко Л.П., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. — М.: Наука, 1975.
- 3. Даниленко В.В. Взрыв: физика, техника, технология. М.: Энергоатомиздат, 2010.
- Зельдович Я.Б. Сходящаяся цилиндрическая детонационная волна // ЖЭТФ. 1959. Т. 36, вып. 3. С. 782–792.
- 5. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: «Янус-К», 1996.
- Мержиевский Л.А., Титов В.М., Фадеенко Ю.И., Щвецов Г.А. Высокоскоростное метание твердых тел // ФГВ. 1987. № 5. С. 77–91.
- Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / Под общ. ред. М. В. Жерноклетова. 2-е изд., доп. и пер. — Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2005.
- Могилев В.А., Новиков С.А., Файков Ю.И. Техника взрывного эксперимента для исследования механической стойкости конструкций. — Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2007.
- 9. *Рыбаков А.П., Ментешов Е.В., Шавков В.П.* Действие взрыва листового заряда ВВ на металлические пластины // ФГВ. 1968. № 1.

- Селиванов В.В., Кобылкин И.Ф., Новиков С.А. Взрывные технологии: учебник для ВТУЗов / Под общ. ред. В.В.Селиванова. — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2008.
- Соловьев В.С. Управление процессами нагружения и регистрации. Учебное пособие по курсу «Экспериментальная газодинамика». — М.: Изд-во МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1985.
- Соловьев В.С., Власова Л.Н., Бойко М.М., Андреев С.Г., Аттетков А.А. Газодинамика нагружения и метания. — М.: ЦНИИНТИ, 1988.
- Трунин Р.Ф. Исследование экстремальных состояний конденсированных веществ методом ударных волн. Уравнения Гюгонио. — Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2006.
- 14. Ударные волны и экстремальные состояния веществ. М.: Наука, 2000.
- Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов / Под ред. М.А. Мейерса, Л.Е. Мурра. Пер. с англ. — М.: Металлургия, 1984.

## Глава 4

## ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ И РЕГИСТРИРУЮЩАЯ ТЕХНИКА ДЛЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ

При экспериментальных исследованиях, в том числе и при изучении быстропротекающих газодинамических процессов, используют измерительные или регистрирующие системы, большинство из которых можно рассматривать как совокупность элементов, показанную на рис. 13.1.

Существуют системы, при которых отдельные элементы могут отсутствовать, а некоторые элементы могут представлять, в свою очередь, целые системы. Первый (слева) элемент измерительной системы, непосредственно воспринимающий измеряемую величину и очень часто находящийся в контакте с исследуемым объектом, называется чувствительным элементом или датчиком.

Под влиянием измеряемого или регистрируемого воздействия происходит изменение состояния датчика. В зависимости от природы и принципа действия датчика возможны два исхода: 1) на выходе датчика происходит появление сигнала, удобного для дальнейшей передачи или обработки, и тогда отпадает необходимость включения в измерительную систему преобразователя; 2) происходит изменение состояния датчика, которое можно зарегистрировать только с использованием дополнительного устройства, называемого преобразователем или измерительным преобразователем и вырабатывающего регистрируемый электрический или оптический отклик на это изменение состояния датчика. В первом случае говорят о датчике генераторного типа, а вместо преобразователей при необходимости используют усилители сигналов.

Передаточными элементами при газодинамических измерениях являются, как правило, для электрических сигналов — коаксиальные кабели или простые двухпроводниковые линии связи, а для оптических



Рис. 13.1. Блок-схема измерительной системы (измерительного устройства)

сигналов — световоды или воздушная атмосфера, вода в естественных и искусственных бассейнах.

Конечный элемент устройства измерения — устройство вывода (или устройство регистрации информации) служит либо непосредственно для информирования экспериментатора, либо хранит информацию для дальнейшей обработки с помощью компьютера. ЭВМ могут быть элементами устройств измерения и часто используются как специальные устройства вывода.

Технические средства газодинамических исследований создавались и развивались таким образом, что имеются основания выделить из них системы устройств электрических методов измерения (и регистрации), оптических методов регистрации (и измерения), рентгеноимпульсных методов регистрации (и измерения).

## § 13. Устройства и приборы электрических методов регистрации и измерения быстропротекающих процессов

К электрическим методам регистрации и измерения мы будем относить те, при которых на устройства вывода или регистрации информации передаются электрические сигналы. При этом часть элементов системы измерения или измерительной системы являются универсальными устройствами в том смысле, что они используются или могут использоваться при датчиках и преобразователях различного принципа действия даже вне зависимости от принципов их действия. Как правило, универсальные устройства изготавливаются промышленным образом. Состав и устройство элементов другой части измерительной системы обусловлены принципом действия датчиков этой системы. Часть таких элементов также является промышленно изготовляемыми изделиями, а часть элементов создается индивидуальным образом. При этом датчики и преобразователи, равно как и универсальные элементы, относят к основным устройствам экспериментальной системы. Эти элементы устройств измерения и являются предметом дальнейшего описания.

**13.1. Основные универсальные устройства измерительных систем электрических методов измерения.** Основными универсальными устройствами, использование которых, как правило, сопровождает практически все электрические методы регистрации и измерения газодинамических быстродействующих процессов, являются осциллографы, усилители и устройства линий связи (передаточные элементы).

Рассмотрение особенностей функционирования и основных характеристик этих устройств измерительной системы начнем с усилителей по той причине, что они могут быть не только отдельными элементами системы, но и входят в состав конечных устройств вывода информации — осциллографов. **13.1.1.** Усилители. На функциональных схемах измерительных систем в зависимости от необходимой степени детализации анализа их характеристик будем использовать упрощенные изображения усилителей, как это показано на рис. 13.2. Одной из важных характеристик усилителя являются входное сопротивление  $R_{\rm BX}$ . Это эквивалентное сопротивление элементов электрической схемы усилителя, принимающий усиливаемый сигнал. При появлении на входном сопротивлении  $R_{\rm BX}$  усиливаемого напряжения  $U_{\rm BX}(t)$  на выходе возникает напряжение  $U_{\rm BMX}(t)$  выходного сигнала.



Рис. 13.2. Условные изображения усилителя

Перед изложением особенностей усиления сигналов, временная форма которых характерна для газодинамических исследований явлений взрыва и удара, рассмотрим усиление синусоидального сигнала:

$$U_{\rm BX}(t) = U_{\rm BX0} e^{i \cdot 2\pi f t}$$

где U<sub>BX0</sub> — амплитуда; f — частота колебаний напряжения сигнала.

Такому входному напряжению соответствует выходное гармоническое колебание напряжения с увеличенной амплитудой  $U_{\rm BbIX0}$ , с такой же частотой f, но со сдвигом по фазе  $\Phi_{\rm BbIX0}$  (см. рис. 13.3).

Зависимость от частоты гармоники f усиления амплитуды и сдвига по фазе выходного напряжения (относительно входного сигнала), называемая амплитудно-фазовой частотной характеристикой, часто имеет вид, показанный на рис. 13.4. В пределе при  $f \rightarrow 0$  эта характеристика переходит в статический коэффициент усиления  $K_{\rm YC}$ . При высоких частотах передаточная характеристика  $\lg(U_{\rm BbIX}/U_{\rm BX})$  усилителя ухудшается, а затем становится недопустимо малой. Поэтому принято определять так называемую граничную частоту  $f_0$ , которая определяет полосу пропускания, т. е. диапазон частот от  $f \approx 0$  до  $f = f_0$ , в котором искажения амплитуд выходных гармоник еще допустимы.

В электротехнических измерениях соотношение амплитуд выходных и входных сигналов принято характеризовать логарифмами отношений этих величин. Натуральный логарифм отношения двух напряжений или токов измеряют в неперах (Нп). Десятичный логарифм отношения двух величин измеряют в белах (Б). Применительно к напряжениям или токам на практике используют десятую часть этой



Рис. 13.3. Изменение амплитуды и сдвиг по фазе гармонического электрического сигнала при прохождении через усилитель

единицы — децибел (дБ). Заметим, что 1 Нп = 8,686 дБ. Обычно под верхней граничной частотой  $f_0$  понимают частоту гармонических колебаний, при которой коэффициент усиления падает на 3 дБ.

Большое практическое значение для исследования быстропротекающих процессов имеет особенность усиления входного напряжения



Рис. 13.4. Амплитудная и фазовая характеристики усилителя



Рис. 13.5. Идеально усиленный сигнал ступенчатой формы (1) и форма сигнала на выходе реального усилителя (2), характеризуемого показателями его качества: временем нарастания  $t_{\rm H}$ , временем установления  $t_{\rm Y}$  и амплитудой выброса  $\Delta U$ 

 $U_{\rm BX}(t)$ , изменяющегося скачкообразно. На выходе усилителя появляется сигнал, уже не имеющий ступенчатую форму (рис. 13.5). Напряжение выходного сигнала может плавно стремиться к амплитудному значению или с затухающими колебаниями стремиться к стационарному уровню. Как правило, предпочтительными являются усилители с плавным изменением выходного напряжения. Такие усилители называются апериодическими и характеризуются так называемым временем нарастания сигнала  $t_{\rm H}$ . Это время, за которое выходное напряжение  $U_{\rm BMX}(t)$ , являющееся откликом усилителя на входной сигнал с напряжением  $U_{\rm EX}(t)$  ступенчатой формы, нарастает от 0,1 до 0,9 от амплитудного значения  $U_{\rm BMX0} = U_{\rm EX0} \cdot K_{\rm YC}$ . Указанная характеристика связана с граничной частотой  $f_0$  (часто говорят — с «полосой пропускания»  $f_0$ )

$$t_{\rm H} = \sqrt{\ln 2/2\pi / f_0} \approx 1/3f_0.$$

Время нарастания  $t_{\rm H}$  на практике можно использовать как меру длительности наиболее короткого сигнала, который еще можно пропустить через усилитель без искажения (без необратимой потери информации), но с усилением по амплитуде, либо как простая мера временной разрешающей способности усилителя. Эту характеристику можно и удобно измерять с использованием осциллографов.

При разработке измерительной системы следует принимать во внимание не только значение коэффициента усиления  $K_{\rm YC}$  (его значения могут быть разными, однако достаточно часто применяют усилители с  $K_{\rm YC}$  порядка 100), но и диапазон входных напряжений (например, от 1 до  $10^2$  милливольт), при которых нелинейность зависимости  $U_{\rm BbIX}$  от  $U_{\rm BX}$  имеет допустимое значение (например, 5% при входном напряжений до 1 В).

**13.1.2.** Осциллографы являются приборами, обеспечивающими возможность непосредственного (практически в течение исследуемого

процесса) получения графического отображения на плоскости носителя информации Y-X электрического сигнала  $U_{\rm BX}(t)$ , поступающего на их вход. Это отображение получается в виде линии Y = Y(X). При этом координаты X точек этой линии (направление по горизонтали) отображают моменты времени, а координаты Y — значения входного напряжения  $U_{\rm BX}$  в эти моменты. В настоящее время используются осциллографы различных принципов действия. Мы ограничимся кратким рассмотрением электроннолучевых, светолучевых и цифровых осциллографов.

Электроннолучевые осциллографы. В электроннолучевых осциллографах (для краткости часто называемых электронными) центральным измерительным узлом является электроннолучевая трубка. Она совмещает в себе функции источника электронного луча и устройства управления его перемещением, которое и обеспечивает появление на поверхности экрана линии Y = Y(X) — отображения входного электрического сигнала.

Схема электроннолучевой трубки в составе упрощенной блок-схемы электронного осциллографа показана на рис. 13.6. Фокусированный пучок электронов (электронный луч) создается так называемой «электронной пушкой». Она состоит из подогреваемого катода, двух анодов (эти три элемента присоединены к высоковольтному источнику питания (ВИП)), а также управляющего электрода, называемого сеткой. Изменение потенциала сетки позволяет изменять плотность электронов в луче и тем самым изменять яркость пятна на экране трубки, образуемого при попадании электронов. Свечение пятна достигается с помощью специального состава — люминофора, которым покрывают поверхность экрана, обращенную к потоку электронов.

Две пары пластин «Y» и «X» образуют отклоняющую систему трубки. Пластины «Y» отклоняют луч в вертикальном направлении и называются электродами вертикального отклонения. Соответственно, пластины «X» или электроды горизонтального направления, отклоняют луч в направлении X на экране. Отклонения пятна попадания луча на экран пропорциональны напряжениям, приложенным к соответствующим пластинам. Эти напряжения подаются на отклоняющие пластины с помощью элементов функциональной схемы (на рис. 13.6), которые образуют так называемый канал вертикального отклонения (канал Y) и канал горизонтального отклонения (канал X).

Канал Y предназначен для усиления или ослабления (входной делитель напряжения, предназначенный для ослабления сигнала, на упрощенной схеме не показан) исследуемого напряжения до значения, при котором отклонение луча (в направлении Y) удобно для наблюдения. Если требуемая точность отображения временных характеристик исследуемого сигнала не может быть достигнута при использовании «родного» усилителя вертикального отклонения (из-за недостаточно широкой его полосы пропускания « $0-f_0$ »), то исследуемый сигнал подается не на «Вход Y», а непосредственно на «Вход пластин Y»



Рис. 13.6. Упрощенная схема устройства и функционирования электроннолучевого осциллографа: УВО — усилитель вертикального отклонения; ЛЗ линия задержки; ИП — блок импульсной подсветки; СС — блок системы синхронизации (синхронизатор); ГР — генератор развертки; УГО — усилитель горизонтального отклонения; ВИП — высоковольтный источник питания

(возможно усиленный специальным усилителем с требуемой полосой пропускания).

Канал X состоит из элементов, обозначенных на рис. 13.6 как система синхронизации (СС), генератор развертки (ГР) и усилитель горизонтального отклонения (УГО). Они обеспечивают строго заданную горизонтальную составляющую (вдоль направления X) скорость перемещения луча по экрану, а также начало перемещения луча по горизонтали в заданный момент (моменты) времени. Эта скорость определяется длительностью и амплитудой импульсов напряжения, подаваемых на пластины «X». Длительность нарастания напряжения до амплитудного значения этих импульсов, равно как и момент их возникновения, задаются генератором развертки (ГР), который вырабатывает пилообразные импульсы напряжения (или «пилообразное напряжение»). Амплитуда пилообразных импульсов, подаваемых уже на пластины «X», задается режимом работы усилителя горизонтального отклонения (УГО). Генератор развертки запускается «импульсом запуска», который генерируется блоком системы синхронизации (СС). Следует обратить внимание на то, что рис. 13.6 иллюстрирует функционирование осциллографа в режиме однократной или ждущей развертки. Этот режим используется при исследовании коротких импульсов  $U_{\rm BX}(t)$ , подаваемых на «Вход Y», или импульсов, следующих друг за другом с неизвестными и изменяющихся интервалами. При этом генератор развертки должен запускаться с небольшим опережением импульса напряжения, который подается на пластины Y. Указанное опережение может быть реализовано разными способами. Один из них называется «Внутренней синхронизацией», а второй — «Внешней синхронизацией».

При функционировании осциллографа в режиме «Внутренней синхронизации» исследуемый сигнал после усилителя вертикального отклонения одновременно попадает на вход системы синхронизации (в результате чего срабатывает генератор развертки и луч начинает перемещаться по экрану трубки в направлении «Х») и на вход линии задержки (ЛЗ). Поэтому на пластины «Y» подается уже задержанный начальный импульс и вертикальное отклонение луча накладывается на уже начавшееся горизонтальное перемещение луча по экрану.

Для реализации режима «Внешней синхронизации» переключатель переводится в положение, при котором блок системы синхронизации отключается от усилителя вертикального отклонения исследуемого сигнала и подсоединяется к «входу внешней синхронизации». При этом режиме необходимо дополнительное внешнее устройство, которое обеспечивает, как правило, автоматическую генерацию импульса «внешней синхронизации», опережающего исследуемый сигнал U<sub>BX</sub> на некоторое время  $\Delta t_X$ . Такие внешние устройства, а также способы задания необходимого «времени опережения»  $\Delta t_X$  будут рассмотрены в разделе, посвященном функционированию всей измерительной системы в целом. Импульс «внешней синхронизации», или иначе «внешнего запуска развертки сигнала», подается на коаксиальный «вход внешней синхронизации». Генератор развертки, срабатывающий от импульса запуска с блока системы синхронизации, одновременно выдает импульс на усилитель горизонтального отклонения и запускает блок импульсной подсветки. Этот блок обеспечивает яркое свечение пятна на люминофоре экрана, в которое попадает электронный луч, только на время пробега его от крайнего левого положения на экране до крайнего правого положения. Состав люминофора обеспечивает послесвечение траектории пятна электронного луча на экране Y = Y(X), достаточно длительное для запоминания «человеческим глазом» и для регистрации фотоаппаратом с «постоянно» открытым затвором, который наведен с помощью устройства защиты от «посторонней» засветки на экран осциллографа (как это часто делалось в 50-е или 60-е годы прошлого столетия). Более удобными для работы являются электронные осциллографы с электроннолучевыми трубками, содержащими в дополнение к рис. 13.6 элементы, позволяющие как сохранять полученное при осциллографировании изображение входного сигнала на экране трубки в виде линии Y = Y(X) в течение неопределенно долгого времени, так и «электрически» стирать это изображение.

Варьируя от одной регистрации к другой время  $\Delta t_X$  и скорость развертки (скорость перемещения луча в направлении X), можно наблюдать желаемый участок изображения входного исследуемого сигнала на экране осциллографа с различной степенью детализации.

Для того чтобы можно было одновременно наблюдать несколько процессов, используют осциллографы с многолучевыми трубками, которые имеют не одну, а несколько систем фокусирующих и отклоняющих электродов, а соответственно, и несколько пар каналов Y и X.

Основными характеристиками осциллографов, которые необходимо, прежде всего, принимать во внимание при разработке и планировании экспериментов с «однократно» и быстропротекающими процессами являются:

- 1) полоса пропускания « $0-f_0$ », МГц;
- 2) время нарастания  $t_{\rm H}$ , нс;
- 3) входное сопротивление  $R_{\rm BX}$ , МОм (и входная емкость  $C_{\rm BX}$ , п $\Phi$ );
- чувствительность S<sub>U</sub>, мм/В, или калиброванный коэффициент отклонения K<sub>OT</sub> = 1/S<sub>U</sub>, В/мм (S<sub>U</sub> и K<sub>OT</sub> приводят также в делениях, деленных на Вольт (деления/В) и Вольт, деленных на деление (В/деление);
- диапазон скоростей развертки, с/деление или мкс/деление или нс/деление и, соответственно, диапазон длительностей записи процесса.

Полоса пропускания, входное сопротивление и емкость фиксированы для каждой марки осциллографа. Для значительной части газодинамических измерений в технике взрыва и удара обычно используют осциллографы с полосой пропускания от 0...20 МГц до 0...100 МГц, с входным сопротивлением 1 МОм и 50 Ом и входной емкостью ~ 30 пФ.

В табл. 13.1 приведены характеристики некоторых отечественных электронных осциллографов.

Ручки управления основными узлами осциллографов, с помощью которых изменяют калиброванные коэффициенты отклонения, коэффициенты или скорости развертки, коаксиальные входы для присоединения внешних цепей располагаются на передней панели прибора.

Оценить возможность качественного отображения входного сигнала можно по переходной характеристике, показывающей искажение идеального ступенчатого импульса (рис. 13.5). Величины выбросов в усилителях осциллографов обычно очень малы и их можно не принимать во внимание.

Следует обращать внимание на время нарастание напряжения во фронте регистрируемого сигнала до амплитудного значения (длитель ность фронта сигнала). Если оно более, чем в 5 раз превышает время нарастания  $t_{\rm H}$  переходной характеристики усилителя или значение

Тип	Полоса пропуска- ния, МГц	Коэфф. отклонения, мВ/делВ/дел.	Коэфф. развертки, мкс/делс/дел.	Скорость записи, км/с
Универсальный С1–65	035	5-5	0,01-0,05	1500
Универсальный С1-75	0250	10-1	0,002-0,1	1500
Запоминающий С8–13	01	0,5–20	0,01-15	5
Стробоскопи- ческий С7-111	05000	5-0,2	$5 \cdot 10^{-5} - 1 \cdot 10^{-5}$	
Скоростной С710А	01500	100-0,2	$0,1 \cdot 10^{-5} - 2,5 \cdot 10^{-6}$	24 000
Телевизионный С957	015	10-10	0,1-0,02	

Таблица 13.1. Некоторые типы отечественных электронных осциллографов и их характеристики

величины  $1/3 \cdot f_0$ , где  $f_0$  — верхняя граница полосы пропускания, то искажениями регистрации исследуемого сигнала можно пренебречь. В противном случае необходимо каким-либо образом учитывать наличие искажений при регистрации сигнала или использовать более совершенный осциллограф с большим значением  $f_0$ .

Светоличевые осциллографы являются разновидностью электромеханических приборов. В этих устройствах, предназначенных для регистрации изменяющихся электрических величин, в качестве чувствительного элемента используется магнитоэлектрические зеркальные гальванометры специальной конструкции (рис. 13.7). Наиболее распространены светолучевые осциллографы, принцип действия которых основан на фотографической регистрации показаний гальванометра, например, как это условно показано на рис. 13.8. Основными частями таких приборов являются: осциллографический зеркальный гальванометр, часто называемый «шлейфом»; оптическая система; лентопротяжной механизм; устройство для визуального наблюдения регистрируемых сигналов; «отметчик времени». Рамочные гальванометры, у которых в зазоре постоянного магнита располагается рамка из нескольких витков провода, обладают высокой чувствительностью (их постоянная по току  $0.2 \cdot 10^{-7} \dots 80 \cdot 10^{-4}$  А·м/мм), но относительно узким диапазоном рабочих частот (аналог верхней граничной частоты полосы пропускания f<sub>0</sub> электронных осциллографов), не превышающим 5 кГц. Постоянная по току для зеркального гальванометра — это сила тока, при которой перемещение луча на расстоянии в 1 м (вызванное поворотом зеркала), становится равным 1 мм. Петлевые гальванометры, у которых в зазоре постоянного магнита имеется только один виток или петля, обладают более широким диапазоном рабочих частот (до 15 кГц), но меньшей чувствительного (0,2 · 10<sup>-4</sup>...60 · 10<sup>-4</sup> А · м/мм).



Рис. 13.7. Схема устройства и конструкция осциллографического гальванометра с многовитковой обмоткой-рамкой: 1 — металлическая растяжка; 2 зеркальце; 3 — многовитковая обмотка-рамка; 4 — полюса магнитной системы; 5 — пружина натяжения растяжек; 6 — линза



Рис. 13.8. Упрощенная оптическая схема светолучевого осциллографа: 1 — источник света; 2 — цилиндрический конденсор; 3 — матовая стеклянная пластина; 4 — зеркало; 5 — зеркало основного луча; 6 — зеркало отметчика времени; 7 — барабан с щелевыми прорезями; 8 — периодически закрываемое зеркало; 9 — зеркало луча контроля изображения; 10 — сферический конденсор; 11 — фотолента; 12 — кассета намотки фотоленты; 13 — цилиндрическое зеркало

Рисунок 13.8 дает представление об оптической схеме осциллографа, обеспечивающей регистрацию смещения светового луча и наблюдения его. Ход лучей, воспроизводящих на фотоленте изображение регистрируемого сигнала Y = Y(X), показан сплошными линиями. Святящееся тело источника света 1 с помощью цилиндрического конденсора 2 изображается в виде яркой полосы в плоскости зеркала гальванометра 5. От зеркала 5 световые лучи с помощью сферической линзы гальванометра и цилиндрического объектива 10 собираются в плоскости фотоленты 11 в виде яркого пятна (фотолента при этом с постоянной скоростью перематывается лентопротяжным механизмом на кассету 12). Поворот зеркала гальванометра 1, прямо пропорциональный мгновенному значению регистрируемого тока (или напряжения), приводит к перемещению яркого пятна на фотоленте в направлении, перпендикулярном ее перемещению. Для того чтобы можно было контролировать процесс регистрации сигнала, часть световых пучков, идущих от зеркала 5, отражается цилиндрическим зеркалом 13 на зеркало 9 и от него на матовый экран 3. При этом на экране наблюдается неподвижное яркое пятно, если зеркало гальванометра неподвижно, либо перемещающееся пятно, если на входе осциллографа есть переменное напряжение сигнала. Для того чтобы на фоторегистрации сигнала можно было установить изменение входного напряжения (или тока) во времени, в процессе записи сигнала на фотоленту наносятся поперечные линии, расстояние между которыми соответствует точно задаваемым промежутком времени. Ход лучей для нанесения линии отметок времени показан на рисунке штриховыми линиями. Источник света 1 изображается цилиндрическим конденсором 2 в плоскости зеркала 4. Пучок лучей после отражения от зеркала 4 периодически через щели вращающегося барабана 7 попадает на зеркало 8, от которого лучи отражаются в направлении зеркала 6. Световые лучи от зеркала 6 попадают на цилиндрический объектив 10, который собирает пучок лучей на фотоленте в виде яркой линии, перекрывающей фотоленту в направлении, перпендикулярном ее движению. При постоянной скорости вращения барабана с прорезями эти линии отметок времени располагаются на фотоленте на одинаковых расстояниях друг от друга (появляются через одинаковые промежутки времени).

Светолучевые осциллографы имеют несколько каналов для записи сигналов. Их число может достигать 60. Кассеты вмещают до 25...50 м фотоленты. Скорость перемещения фотоленты лентопротяжным механизмом задается дискретно в некотором диапазоне изменения (например, от 0,5 до 10 м/с). Интервал между линиями — отметками времени — может задаваться также различным (например, соответствующим 2; 0,2; 0,02; 0,002 с).

**Цифровые осциллографы** являются устройствами, в которых регистрируемый входной электрический сигнал  $U_{\text{BX}} = U_{\text{BX}}(t)$  преобразуется в цифровую форму для последующего отображения в виде графика Y = Y(X), а также для различных процедур анализа и преобразования (например, интегрирования) с использованием разного рода устройств цифровой вычислительной техники.



Рис. 13.9. Упрощенная схема устройства и функционирования цифрового осциллографа

Цифровые осциллографы являются, как правило, многоканальными устройствами, т.е. устройствами, предназначенными для одновременной «параллельной» регистрации в графическом виде и для записи в цифровой форме сигналов от нескольких процессов. Однако, для облегчения восприятия некоторых основных особенностей функционирования цифровых осциллографов воспользуемся упрощенной структурной схемой, отображающей процесс одноканальной регистрации. Ряд отечественных цифровых осциллографов функционирует приблизительно в соответствии с нашей схемой (рис. 13.9) и ее описанием. Представленная схема включает блоки, чье предназначение раскрыто ниже.

- 1. Усилитель входного сигнала  $U_{\rm BX}(t)$ , необходимый для того, чтобы на вход аналого-цифрового преобразователя поступал сигнал с напряжением U(t), оптимальным для его работы.
- 2. Аналого-цифровой преобразователь (АЦП), преобразующий усиленный сигнал U(t) в двоичный код. Индексы 1, 2 и т. д. у обозначений числовых значений напряжения  $A_{Ui}$  на изображении кода отражают последовательность считывания точек входного напряжения U(t) с заданным интервалом дискретизации  $\Delta t$ .

- Быстрое запоминающее устройство (БЗУ), воспринимающее последовательность элементов кода, записывающее и хранящее код, воспринятый от АЦП. БЗУ называют также оперативной памятью.
- Медленное запоминающее устройство (МЗУ), предназначенное для длительного хранения кодов сигнала, переписанного с БЗУ, и данных, образуемых при выполнении некоторых программ процессором. МЗУ называют также длительной памятью.
- 5. Процессор, обеспечивающий: а) управление блоками осциллографа; б) формирование графической и буквенно-цифровой информации на экране осциллографа (рис. 13.10); в) преобразование изображения сигнала U<sub>BX</sub>(t), т.е. выполнение различных видов масштабирования графика Y = Y(X) на экране осциллографа посредством так называемой цифровой растяжки без изменения исходной информации в МЗУ; г) обеспечение «ручного» считывания информации с графического изображения сигнала U<sub>BX</sub>(t); д) обслуживание клавиатуры.
- 6. Блок связи (БС), обеспечивающий преобразование цифровых значений координат графика Y = Y(X), изображающего сигнал U<sub>BX</sub>(t), в аналоговые данные (напряжение на отклоняющие электроды электроннолучевой трубки (ЭЛТ) индикаторного устройства) для построения индуцируемых точек на экране осциллографа (на экране ЭЛТ). БС также производит управление входом индикатора.
- 7. Индикатор, обеспечивающий индикацию формы исследуемого сигнала  $U_{\text{BX}}(t)$  и остальную, в том числе и буквенно-цифровую информацию (см. рис. 13.10).
- Интерфейс, служащий для связи с внешними устройствами по КОП.
- Клавиатуру, используемую пользователем осциллографа для ввода информации, необходимой для функционирования прибора в нужном режиме (кнопки клавиатуры выведены на лицевую панель прибора).

Цифровой осциллограф содержит также блоки и элементы, без которых функционирование прибора невозможно, но условно называемые вспомогательными. Эти элементы выполняют перечисленные ниже основные функции.

1. Генератор тактовых импульсов (ГТИ) вырабатывает и передает в АЦП импульсы, следующие с периодом, равным периоду дискретизации  $\Delta t$ . В результате этого АЦП передает в БЗУ последовательность (с тем же периодом  $\Delta t$ ) чисел, отображающих напряжение на входе осциллографа в каждый из моментов дискретного считывания, отмеченных на рис. 13.9 точками 1, 2, 3, 4, 5. Номер каждого числа в последовательности этих чисел при заданном периоде дискретизации  $\Delta t$  однозначно соответствует моменту



Рис. 13.10. Графическая часть и элементы буквенно-числовой части изображения на экране цифрового осциллографа «Tektronix»: 1 — маркер указания нулевого уровня сигнала по каналу 1 (CH1); 2 — маркер указания момента времени, в окрестности которого должно появиться начало записи сигнала; 3 маркер указания уровня сигнала (по каналу CH1), которым запускается внутренняя синхронизация; 4 — запись сигнала по каналу CH1; 5 — коэффициент отклонения (500 мВ/деление); 6 — коэффициент развертки (1 мс/деление); 7 —

указание канала, сигнал на котором запустит синхронизатор

дискретного считывания напряжения. ГТИ также вырабатывает последовательность импульсов, необходимых для разнесения во времени работы блоков прибора.

- 2. Формирователь (ФОРМ) выдает адреса ячеек МЗУ при переписи информации из БЗУ, а также при передаче данных из МЗУ. Формирователь также организует работу осциллографа при внутреннем запуске процесса записи входного сигнала  $U_{\rm BX}(t)$  (при внутренней синхронизации).
- 3. Логика БЗУ формирует управляющие сигналы для БЗУ, обеспечивающие запоминание и считывание кодов сигналов.
- 4. Блок системы синхронизации (СС), или синхронизатор, обеспечивает внутреннюю и внешнюю синхронизации. При внешней синхронизации (аналог ждущего режима развертки у электронного осциллографа) предусмотрена возможность автоматической повторной записи информации (вновь появляющейся на входе) и блокировка от такого повторного срабатывания записи (при которой будет стираться предыдущая информация).

В табл. 13.2 приведены некоторые характеристики отечественных и заграничных цифровых осциллографов. Внешнее исполнение цифровых осциллографов, способ введения режимов работы и отображение регистрируемой информации на экране у приборов «Tektronix» наиболее приближены к таковым у электронных осциллографов. Для осциллографов С9 величины, числовые значения которых в таблице отмечены звездочками, изготовителями не приведены. Они получены как приблизительные, ориентировочные расчетные оценки по другим паспортным данным приборов.

СТИКИ								
Тип	Полоса пропуска- ния, МГц	Время нараста- ния, нс	Коэфф. отклонения, мВ/делВ/дел.	Коэфф. развертки, МКС/делс/дел.	Число каналов			
C9-8	02**	150	$5^{***} - 5^{***}$	$5^{***} - 2000$	2			
C9-27*	015**	20	10***-10***	1***-2000	2			
Tektronix TDS 2014	0100	3,5	2-5	0,005-50	4			
Tektronix TDS 2024	0200	2,1	2-5	0,0025-0,02	4			

Таблица 13.2. Некоторые типы цифровых осциллографов и их характеристики

\*\* — ориентировочные значения;

\*\*\* — условные величины, которые имели бы место, если бы на экране монитора были нанесены деления размером, характерным для электроннооптических осциллографов.

Промышленно изготавливаемые цифровые осциллографы, как и электроннооптические, являются приборами универсальными в том смысле, что они предназначены для выполнения ряда функций, часть которых не нужна исследователю, проводящему конкретные виды работ. В настоящее время имеется возможность создавать на основе персонального компьютера и дополнительного устройства к нему, называемого либо компьютерным осциллографом, либо платой-осциллографом, в сущности персональные цифровые осциллографы. Эти устройства подключаются к компьютеру через USB-порт, либо вставляются как плата в системный блок компьютера. Они содержат часть основных устройств традиционных универсальных цифровых осциллографов: коаксиальные входные разъемы для одного и более (часто двух) независимых каналов У и внешней аналоговой синхронизации; усилители каналов Y; аналого-цифровые преобразователи (АЦП); блоки оперативной памяти (или БЗУ). Функционирование таких устройств в комплексе с персональным компьютером достигается использованием специального программного обеспечения.

Для сохранения традиционной логики обращения с осциллографами при экспериментах на мониторе персонального компьютера создается изображение передней панели виртуального цифрового осциллографа. «Нажатие» кнопок клавиатуры такого виртуального осциллографа осуществляется курсором персонального компьютера. Функциональные характеристики у таких устройств сходны с теми, что приведены в табл. 13.2 для приборов «Tektronix».

13.1.3. Линии связи. Мы будем рассматривать линии связи или электрические линии, как передаточные элементы измерительной системы. В измерительных системах для экспериментов с быстропротекающими процессами для соединения элементов системы и для передачи сигналов на большие расстояния используют, как правило, коаксиальные кабели. В таких кабелях проводники имеют форму цилиндров и разделены слоем диэлектрика. Электрические и магнитные поля сигналов, проходящих по такому кабелю, локализованы в пространстве между проводниками. Внешний проводник, обычно выполняемый в виде густой сетчатой оплетки, играет роль экрана, защищающего сигнал от воздействия помех. На функциональных схемах, показывающих взаимную связь различных элементов измерительной системы и системы эксперимента в целом, обычно изображают только центральный проводник кабеля, а наличие внешнего «заземленного» проводника отображается условно в виде кружка с чертой, как это видно на рис. 13.11. При экспериментах с короткими сигналами, сигналами с узкими (резкими) фронтами, т.е. с малыми временами нарастания, с высокочастотными гармоническими колебаниями отсутствие правильного учета передаточных свойств такого простого устройства, как кабель, может привести к грубым ошибкам. Поэтому кратко остановимся на некоторых характеристиках и свойствах кабелей.

Если на входе кабеля между его наружным и внутренним электродами приложить постоянное напряжение  $U_{\rm BX}$ , то отношение соответствующего выходного напряжения  $U_{\rm BbIX}$  к входному напряжению,



Рис. 13.11. Линии передачи, подключенные к регистрирующему прибору без использования согласующего сопротивления (*a*) и с использованием согласующего сопротивления  $R_{\rm C}$  (*б*)

называемое коэффициентом передачи K<sub>K</sub>:

$$K_{\rm K} = U_{\rm BMX}/U_{\rm BX},$$

определяется омическими и диэлектрическими потерями вдоль проводников. Погонное омическое сопротивление очень мало и для типичного кабеля составляет 0,002 Ом/м. Погонная утечка из-за малой проводимости диэлектрика, составляющей порядка  $10^{-9}$  Ом $^{-1}$ м $^{-1}$ , крайне мала. Поэтому в большинстве практически важных случаев  $K_{\rm K} \approx 1$ .

Если на входе кабеля появится переменное напряжение  $U_{\text{BX}} = U(0,t)$ , то по кабелю начнут распространяться волна напряжения U(x,t) и волна тока I(x,t). Отношение напряжения к току при этом определяется погонными индуктивностью  $L_{\ell}$  и емкостью  $C_{\ell}$  (величинами, приходящимися на единицу длины кабеля). Отношение U(x,t)/I(x,t), постоянное и равное

$$\frac{U(x,t)}{I(x,t)} = \sqrt{L_{\ell}/C_{\ell}},$$

имеет размерность «Ом» и называется волновым сопротивлением кабеля, которое обозначается  $Z_{\rm O}~(Z_{\rm O}=\sqrt{L_\ell/C_\ell})$ .

Величина  $Z_0$  не зависит от длины кабеля и является одной из его основных характеристик. Волновое сопротивление обычных коаксиальных кабелей составляет 50 Ом (кабели РК50 и RG58) и 75 Ом (кабель РК75). Используются также кабели с волновым сопротивлением 60, 95 и 120 Ом. Строго говоря, волновым сопротивлением  $Z_0$  можно характеризовать кабель бесконечной длины, к которому не подсоединены никакие дополнительные сопротивления.

На практике при передаче сигналов кабель имеет конечную длину l и подсоединяется к какому-то устройству с входным сопротивлением. Полное сопротивление этого устройства обозначим  $Z_{\rm BbIX}^{\rm K}$ , так как оно подсоединено к выходному концу кабеля, а предметом нашего рассмотрения является кабель, а не его нагрузка. Величина  $Z_{\rm BbIX}^{\rm K}$  является полным сопротивлением произвольного резистора или целой цепи различных элементов. Если  $Z_{\rm O}$  и  $Z_{\rm BbIX}^{\rm K}$  не равны друг другу, то волна, распространяющаяся от входного конца кабеля к выходному, частично отражается от выходного сопротивления  $Z_{\rm BbIX}^{\rm K}$  с некоторым сдвигом по фазе  $\Phi$ .

При передаче сигналов по кабелю необходимо добиваться точного равенства  $Z_{\rm O} = Z_{\rm BbIX}^{\rm K}$ . При этом практически не возникает отраженная волна, и сигнал без изменения передается на выходной конец кабеля, полностью поглощаясь сопротивлением  $Z_{\rm BbIX}^{\rm K}$ . Происходит лишь некоторое запаздывание по времени

$$\Delta t_{\ell} = \ell/V = \ell/\sqrt{L_{\ell}C_{\ell}} \,.$$

При равенстве  $Z_{\rm O} = Z_{\rm BbIX}^{\rm K}$  говорят о том, что линия передачи сигнала согласована или настроена. В противном случае форма выходного сигнала будет искажена по отношению к входному сигналу.

Если необходимо некоторый сигнал передать по кабелю с волновым сопротивлением  $Z_{\rm O}$  на осциллограф с высоким входным сопротивлением  $R_{\rm BX}$  (обычно  $R_{\rm BX} = 1 \cdot 10^6$  Ом), то для согласования линии передачи параллельно входному сопротивлению осциллографа подсоединяют согласующий резистор с сопротивлением  $R_{\rm C}$  (рис. 13.11,  $\delta$ ), значение которого удовлетворяет условию

$$Z_{\rm O} = Z_{\rm BbIX}^{\rm K} = \frac{R_{\rm C}R_{\rm BX}}{R_{\rm C} + R_{\rm BX}}.$$

Так как  $10^6$  Ом  $\gg Z_{\rm O} = 50...100$  Ом, то практически для согласования достаточно взять согласующий резистор с  $R_{\rm C} = Z_{\rm O}$ . Заметим, что в правой части рис. 13.11 изображен входной усилитель осциллографа.

Рисунок 13.12 иллюстрирует то, насколько сильно может проявляться несогласованность линии передачи сигнала в искажении его формы. Сигнал высокоомного источника, переданный по кабелю RG58 ( $Z_{\rm O} = 50$  Ом) длиной l = 1 м к осциллографу с  $R_{\rm BX}^{\rm OC} = 1$  МОм посредством подключения согласующего резистора с  $R_{\rm C} = 50$  Ом (как это показано на рис. 13.11,  $\delta$ ) изображается на экране осциллографа без искажения (рис. 13.12, a), так как  $Z_{\rm O} = Z_{\rm BbIX}^{\rm K} = 50$  Ом. На рис. 13.12,  $\delta$  и рис. 13.12, s показаны изображения сигнала на экране того же осциллографа, но при отсутствии согласования (согласующее сопротивление не подключено, при этом 50 Ом =  $Z_{\rm O} \ll Z_{\rm BbIX}^{\rm K} = R_{\rm BX}^{\rm OC} = 1$  Мом).

При длинном кабеле l = 11 м (рис. 13.12, б) появляются повторные сигналы. Первый повторный сигнал запаздывает по отношению к исходному на двойное время пробега сигнала вдоль кабеля, так как исходный сигнал сначала отразится от сопротивления осциллографа,



Рис. 13.12. Регистрация одного и того же сигнала, передаваемого по кабелю с волновым сопротивлением 50 Ом на осциллограф с входным сопротивлением 1 МОм: a — кабель длиной 1 м согласован с помощью согласующего сопротивления  $R_{\rm C} = 50$  Ом;  $\delta$  — кабель длиной 11 м подключен к осциллографу без согласующего сопротивления ( $R_{\rm C} = \infty$  Ом); s — кабель длиной 1 м подключен к осциллографу без согласующего сопротивления к осциллограф без согласующего сопротивления

пробежит к входному концу кабеля, отразится от высокоомного сопротивления генератора исходного сигнала и затем побежит назад — опять к входу осциллографа. Если же кабель короткий (l = 1 м), то время двойного волнопробега короче времени действия исходного сигнала и наложение отраженных импульсов напряжения проявляется лишь в дополнительной модуляции сигнала (рис. 13.12, *в*).

При передаче высокочастотного или очень короткого импульсного сигнала по кабелю большой длины начинают проявляться искажения его формы, обусловленные нарастанием омических и диэлектрических потерь с увеличением частоты гармоник. Уменьшение амплитуды гармоники на выходе кабельной линии длиной l по отношению к входной амплитуде зависит от частоты гармоники f:

$$\frac{U_{\rm BMX}}{U_{\rm BX}} = \exp[-l \cdot \alpha_{\rm OC}(f)],$$

где  $\alpha_{\rm OC}(f)$  — коэффициент затухания, который зависит от типа кабеля и материала изоляции (рис. 13.13).



Рис. 13.13. Влияние частоты гармоники на коэффициент затухания при кабелях из сплошного полиэтилена (RG58, RG213) и из вспененного полиэтилена (RG213\*)

Рисунок 13.14 иллюстрирует искажения сигнала, обусловленные увеличением длины l кабеля RG58, согласованного с входным сопротивлением осциллографа, имеющего полосу пропускания 0...100 МГц. Исследуемый сигнал является явно модулированным по амплитуде. При длине кабеля l = 11 м модуляция ослаблена, а при длине кабеля 79 м искажение сигнала уже очень сильное.

Возможность искажения сигнала, проиллюстрированная на рисунках 13.14, *б* и 13.14, *в*, вынуждает контролировать качество передачи сигнала к регистрирующей аппаратуре как при создании новых измерительных систем, так и при длительной работе на ранее созданных методиках измерения. На практике это проще всего осуществляется



Рис. 13.14. Влияние длины кабеля *l* на регистрацию осциллографом с полосой пропускания 0...1 ГГц при передаче одного и того же сигнала по согласованной линии: *a* - *l* = 1 м; *б* - *l* = 11 м; *в* - *l* = 79 м

подачей на вход передаточной линии калиброванного сигнала эталонной формы и сравнением его с полученной регистрацией. Эту процедуру удобно проводить используя промышленно изготавливаемые приборы, называемые генераторами импульсов. При контроле передаточной линии используют импульсы, вырабатываемые этими генераторами и имеющие «П-образную», или прямоугольную, форму (в координатной плоскости «напряжение-время»).

13.2. Дополнительные элементы измерительных систем специализированного назначения. Ранее были рассмотрены элементы электрических измерительных систем (осциллографы, усилители, кабели), которые используются при методах измерений с датчиками и измерителями-преобразователями практически любых принципов действия или, как говорят, при любых методиках измерения. В этом смысле они являются базовыми, универсальными элементами измерительных систем.

Однако в зависимости от устройства или принципа действия датчика или измерителя-преобразователя, предназначенного для измерения той или иной физической величины, а также от диапазона параметров измеряемой физической величины эти базовые универсальные элементы для получения завершенной измерительной системы дополняются элементами специализированного назначения. Так, например, если для измерения давления используется пьезоэлектрический датчик, вырабатывающий электрический заряда под влиянием сжатия, то измерительная система, предназначенная только для фиксации момента прохождения через датчик фронта ударной волны, может состоять только из этого датчика и названных ранее базовых «универсальных» элементов. Но если для аналогичной цели используется пьезорезистивный датчик, который сам не генерирует электрического сигнала, а всего лишь изменяет свое сопротивление, то для появления электрического сигнала потребуется преобразователь изменения сопротивления датчика в электрический сигнал. Создание такого преобразователя и использование его в ходе подготовки и проведения измерений потребует применения устройств специального, узконаправленного назначения, например, стабилизированных источников напряжения, электронных ключей.

Мы рассмотрим лишь такие дополнительные, но достаточно часто используемые устройства, как генераторы импульсов (сигналов), частотомеры, электронные ключи, источники напряжения. Часть этих устройств, или элементов измерительной системы, изготавливается промышленным образом, а часть — изготавливается индивидуальным образом на основе элементной базы промышленной электроники.

**13.2.1.** Генераторы импульсов микросекундного диапазона являются лабораторными промышленно изготавливаемыми приборами и представляют собой источники импульсных сигналов с широким диапазоном задаваемых параметров. Генераторы импульсов предназначены для регулировки и испытания электронной аппаратуры и устройств, но используются экспериментаторами также как элементы в системах синхронизации устройств измерительной системы.

В экспериментах с быстропротекающими непериодическими процессами обычно используют генераторы импульсов, внешний запуск которых можно осуществить «вручную», т.е. нажатием кнопки, либо однократной подачей сигнала запуска на коаксиальный вход для связи с внешними цепями. В результате запуска вырабатываются так называемый синхроимпульс и один, либо два (в зависимости от типа генератора импульсов) варьируемых импульса, часто прямоугольной формы. Синхроимпульс появляется с некоторой не строго регламентируемой задержкой (например, «не более 150 нс») относительно момента поступления на вход генератора внешнего запускающего электрического импульса. Выходные регулируемые импульсы прямоугольной формы выдаются на коаксиальные выходы для передачи на управляемые ими элементы внешней цепи. Эти выходные импульсы генерируются с наперед задаваемыми относительно синхроимпульсов задержками. Минимальные значения этих задержек обычно существенно больше, чем возможная задержка появления синхроимпульса относительно момента подачи внешнего запускающего импульса на вход генератора импульсов.

Очень удобны в работе генераторы импульсов, имеющие два выходных канала. Эти приборы позволяют получать прямоугольные выходные импульсы с различными заранее заданными задержками появления относительно момента генерации синхроимпульса (рис. 13.15).

Когда говорят о прямоугольной или П-образной форме сигнала, появляющегося на выходном канале генератора импульсов, то имеют в виду идеализированное, упрощенное представление о том импульсе напряжения, который можно зарегистрировать с помощью специального осциллографа с очень широкой полосой пропускания, предназначенного для метрологических измерений (рис. 13.16).



Рис. 13.15. Некоторые элементы на лицевой панели генератора импульсов с двумя выходными каналами и его временная диаграмма: 1 — кнопка ручного запуска; 2 — коаксиальный разъем для подключения линии для выходного синхроимпульса; 3 — коаксиальный вход импульса внешнего запуска; 4 — коаксиальный разъем для выходного сигнала 1-го канала; 5 — коаксиальный разъем для выходного сигнала 2-го канала;  $U_{\rm B3}(t)$  — импульс внешнего запуска;  $u_{\rm K}(t)$  — выходной сигнал 1-го канала;  $U_{\rm ZK}(t)$  — выходной сигнала 2-го канала;  $T_{\Pi}$  — период повторения импульсов

В результате реального измерения мы можем непосредственно узнать только амплитуду импульса напряжения  $U_m$ , а также длительность фронта  $t_{\Phi}$  (аналог времени нарастания  $t_{\rm H}$  в характеристике осциллографа) и длительность среза  $t_{\rm C}$ . Длительность импульса  $t_{\rm H}$  определяется по точкам пересечения линий фронта и среза со срединной линией, проведенной на уровне  $0,5 U_m$ . Эти два числа  $U_m$  и  $t_{\rm H}$  и



Рис. 13.16. Осциллограмма «прямоугольного» импульса, вырабатываемого генератором импульсов

10 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов
определяют амплитуду и длительность идеализированного прямоугольного импульса.

Если длительность импульса  $t_{\rm U}$ , измеренная таким образом, на порядок и более превышает длительность фронта  $t_{\Phi}$  и длительность среза  $t_{\rm C}$ , то разумно представлять этот импульс как прямоугольный. Очень часто при измерениях на осциллографе устанавливаются малые скорости развертки или большие коэффициенты развертки (измеряемые, например, в микросекундах, деленных на деление или на сантиметр), значения которых на порядок больше, чем значения времен  $t_{\Phi}$  и  $t_{\rm C}$ , и тогда осциллограмма импульса действительно имеет вид прямоугольника, как это показано на рис. 13.17, *а*.

На рисунках 13.17, а и 13.17, б показаны осциллограммы импульсов от генератора сигнала, пропущенные через разные передаточные линии с целью контроля качества передачи и регистрации сигнала. Передаточная линия подключена к осциллографу с полосой пропускания 0...100 МГц (значит, время нарастания для этого осциллографа  $t_{\rm H} \approx 1/3 f_0 \approx 0,003$  мкс).

Осциллограмма на рис. 13.17, *а* имеет практически идеальную прямоугольную форму, если речь идет об импульсах длительностью в несколько микросекунд и более. Можно считать, что передаточная линия, проверенная прямоугольным импульсом, пригодна для передачи других исследуемых сигналов с длительностью, большей или равной  $5 t_{\rm H} = 5 \cdot 0,003$  мкс = 0,015 мкс = 15 нс.

Осциллограмма на рис. 13.17, б имеет явные и сильные искажения относительно прямоугольной формы, которые вызваны плохими характеристиками передаточной линии (линия содержит элементы, характеризуемые временем нарастания порядка 50 мкс, а следовательно, элементами с полосой пропускания порядка  $(0...1)/(3 \cdot 50 \times 10^{-6} \text{ c}) = 0...6 \ \text{к}$ Гц. Такие линии еще допустимы для передачи



Рис. 13.17. Результат осциллографирования двух сигналов «прямоугольной» формы различной длительности, имеющих одинаковые передние и задние фронты с минимально возможными значениями  $t_{\Phi}$  и  $t_{C}$ , которые подаются от генератора импульсов на осциллограф с полосой пропускания  $0 \dots f_0 = 0 \dots 100$  МГц через разные передаточные звенья измерительной системы: a — коэффициент развертки (скорость развертки) 50 мкс/деление;  $\delta$  — коэффициент развертки (скорость развертки) 50 мкс/деление

сигналов со временем нарастания напряжения до максимального амплитудного значения 250 мкс и более. Такие импульсы характерны для измерений давления, которое оказывают продукты сгорания порохового заряда в артиллерийских орудиях либо в манометрических бомбах, предназначенных для нахождения баллистических характеристик порохов (ВВ) и законов их горения.

Если необходимо исследовать стадии процесса, для которых, например, изменение давления вызывает существенное нарастание или падение напряжения на входе передаточной линии за время приблизительно 1 мкс, то следует применять передаточные линии с соответствующей полосой пропускания. Для того, чтобы фронт сигнала был передан без искажения, время нарастания передаточной характеристики должно быть, по крайней мере, в 5 раз меньше длительности регистрируемого фронта, т.е. составлять в случае нашего примера 0,2 мкс. Этому времени нарастания соответствует верхняя граница полосы пропускания передаточной линии  $f_0 \approx (1/3) t_{\rm H} \approx 1,6$  МГц. Усилитель, при необходимости включаемый последовательно в линию передачи сигнала к осциллографу, также должен иметь «хорошую полосу пропускания» с верхней граничной частотой не менее 1,6 МГц.

**13.2.2. Частотомеры** являются промышленно изготавливаемыми устройствами, предназначенными для автоматического измерения следующих характеристик: частоты и периода электрических колебаний; отношения частот колебаний; длительности импульсов, интервалов времени между импульсами. При исследованиях газодинамических процессов в первую очередь используется возможность измерения с помощью частотомера интервалов времени между двумя электрическими импульсами, передаваемыми раздельно по двум независимым передаточным линиям. Структурная схема прибора, используемого для функционирования в режиме измерения интервалов времени, показана на рис. 13.18.

Импульсы, следующие по разным линиям передачи с интервалом времени, который нужно измерять, подаются на входные формирующие устройства (ВФУ) В и Г таким образом, чтобы лидирующий импульс попадал на ВФУ-В. Эти входные устройства формируют импульсы под названием «Старт» и «Стоп», которые условно показаны на схеме. Оба ВФУ, кроме элементов, обеспечивающих появление импульсов «Старт» и «Стоп» определенной формы, содержат входные широкополосные усилители, построенные по схемам, которые обеспечивают высокое входное сопротивление. Блок автоматики, воспринимая импульсы «Старт» и «Стоп», генерирует так называемый строб-импульс, показанный на схеме. Длительность этого строб-импульса равна интервалу между импульсами, поданными на ВФУ-В и ВФУ-Г. Строб открывает блок, называемый «селектором», на время измеряемого интервала для прохождения коротких импульсов от генератора меток времени. Эти импульсы — метки времени, следующие друг за другом со строго



Рис. 13.18. Схема устройства частотомера и его функционирования при измерении интервалов времени

заданным периодом, попадают на вход электронного блока — счетчика импульсов. После входа на блок-селектор заднего фронта (или среза) строб-импульса метки времени перестают попадать на вход счетчика, и он остается в состоянии, которое отражает число посчитанных меток, а следовательно, и измеряемый интервал времени между импульсами, попавшими на входы ВФУ-В и ВФУ-Г. Блок индикации совмещает функцию дешифратора двоичного кода состояния счетчика меток к моменту прекращения счета и функцию узла индикаторных ламп. Узел этих ламп выдает значение измеренного интервала времени в десятичной системе исчисления. Большая точность частоты следования меток времени, а следовательно, точность измерения промежутков времени, определяется точностью работы генератора колебаний с кварцевым генератором. Эта точность в значительной мере достигается использованием термостатирования кварцевого генератора. Счетчик меток времени является одной из разновидностей электронных счетчиков импульсов. Кратко и в общих словах счетчик импульсов можно определить как совокупность последовательно соединенных триггеров, состояние каждого их которых в одном из двух устойчивых состояний изменяется по мере того, как на вход каждого предыдущего триггера попадает входной импульс. Каждый входной импульс вызывает скачкообразный переход триггера в новое (одно из двух возможных) состояние, что вызывает появление выходного импульса, который затем подается на вход последующего триггера.

Если необходимо измерить длительность одного импульса, который, естественно, передается по одной линии передач сигнала и имеет четко выраженный фронт (передний фронт) и срез (задний фронт), то этот сигнал подается на запараллеленные входы ВФУ-В и ВФУ-Г. Вход В настраивается на срабатывание от импульса с полярностью фронта сигнала, а вход Г — на запуск от импульса с полярностью среза сиг-

нала. Эта установка осуществляется с помощью тумблеров на лицевой панели прибора. Импульсы, подвергаемые процедурам автоматического измерения, подаются на ВФУ через коаксиальные входы на лицевой стороне панели частотомера.

**13.2.3.** Электронные ключи в измерительных устройствах, предназначенных для исследования быстропротекающих процессов, как правило, являются элементами или фрагментами электрических схем измерителей-преобразователей. Они обеспечивают подключение источников электричества к элементам измерительно-преобразовательных схем, в состав которых входят датчики, в нужные моменты времени при подаче на них управляющих сигналов.

На функциональных схемах, поясняющих взаимодействие элементов измерительной системы, электронные ключи изображают так, как это показано на рис. 13.19, *а* или на рис. 13.19, *б*, если не хватает места для подписей. На рис. 13.19, *в* в рамке из штриховых линий изображен один из вариантов электрической схемы электронного ключа, использованный в комплексе электронной аппаратуры, которая была изготовлена для исследований ударно-волновых процессов в зарядах взрывчатых веществ. К точкам А и В этого фрагмента электрической схемы «присоединены» разъемы. На левый разъем подается дежурное входное напряжение  $U_{\rm BX}$ , а с правого разъема  $XS_{\rm BbIX}$  снимается выходное напряжение  $U_{\rm BX}$ , для питания чувствительных элементов



Рис. 13.19. Общие изображения электронных ключей на схемах измерительных систем (*a*) и (*б*) и электрическая схема варианта исполнения электронного ключа с тиристором (*в*), используемого для подключения реостатного датчика с сопротивлением  $R_{\rm A}$  к источнику постоянного стабилизированного напряжения (предоставлено В. В. Зюзиным)

измерительной системы (датчиков). Для того, чтобы появилось напряжение  $U_{\rm BbIX} \neq 0$ , на разъем  $XS_{\rm V}$  подают управляющий сигнал или импульс запуска ключа (изображен условно). В результате прохождения сигнала или импульса через импульсный трансформатор Т появляется импульс тока на управляющем электроде тиристора. Это приводит к тому, что при подсоединенном к выходному разъему  $XS_{\rm BbIX}$  нагрузочном сопротивлении, например, сопротивлении датчика  $R_{\rm A}$ , через тиристор начинает протекать прямой ток. Резистор  $R_2$  обеспечивает предохранение тиристора от чрезмерной силы прямого тока. Применяют, например, тиристоры VDKY101E (кремниевые транзисторы, рассчитанные на прямое и обратное напряжение до 150 В). Время включения подобных тиристоров не более 2 мкс.

13.2.4. Источники напряжения и тока, которые применяют в различных измерительных устройствах, можно разделить на промышленно изготавливаемые источники стабилизированного напряжения или тока, батареи гальванических элементов, аккумуляторы и специализированные индивидуально изготавливаемые источники. Возможность использования при этом стандартной однофазной электрической сети напряжением 220 В вместе с некоторыми дополнительными элементами очевидна. Наиболее употребительны источники стабилизированного напряжения или тока, а также устройства, выполняющие функции стабилизации напряжения и тока. Строго говоря, различие источников напряжения и тока заключается в том, что несмотря на изменения нагрузок, подключаемых к ним, первые обеспечивают постоянство на выходных электродах напряжения, а вторые — тока. Как правило, подключение датчиков, усилительных и измерительно-преобразовательных элементов измерительной системы непосредственно к стандартной сети переменного напряжения или через общеупотребительные трансформаторы и выпрямители является недопустимым из-за наличия медленных изменений напряжения в сети и передачи по сети низкочастотных, а иногда и высокочастотных помех. Обычно медленные отклонения напряжения в сети составляют ±10% от номинального значения (220 В). Источники стабилизированного напряжения, подключаемые к такой сети, на выходе дают уже напряжения, отклонения которых относительно номинальных значений не превышают 1 %. В зависимости от типа стабилизирующего источника возможны либо варьирование (непрерывное или дискретное) номиналов стабилизированного выходного напряжения в заданном диапазоне на одном выходном канале, либо подключение нагрузок к ограниченному числу каналов, каждому из которых присвоен свой определенный, «стандартный» номинал выходного напряжения. Однако высокая степень стабилизации выходного напряжения сопряжена со значительными ограничениями силы тока, которую может поддерживать при этом прибор. Если ток нагрузки стабилизатора превышает определенное значение (указанное в паспорте прибора), то срабатывает защита источника от перегрузки и короткого замыкания, вызывающая уменьшение выходного напряжения.

Ограниченные возможности стабилизирующих источников по току и достаточно малые промежутки времени, в течение которых должны функционировать источники в измерительных системах для исследования кратковременных быстропротекающих процессов, явились одними из главных причин появления и использования устройств электрического питания, которые мы будем называть источниками (напряжения) накопительного типа — ИНТ. В этих источниках основными элементами являются электрические конденсаторы, заряжаемые либо от промышленно изготовленных «слаботочных» источников напряжения, в частности, от стабилизированных, либо от сети переменного тока через выпрямители тока.

В зависимости от способа подключения ИНТ к элементу измерительной системы или элементу системы управления экспериментом можно выделить три типа устройств, достаточно часто используемых экспериментаторами и удобных в работе. Для того чтобы получить основные, необходимые представления об их работе рассмотрим три примера, проиллюстрированные на рисунках 13.20–13.23.

Пример простейшего источника накопительного типа для измерителя-преобразователя с датчиком, начальная проводимость которого ничтожно мала. На рис. 13.20 рамкой из штриховых линий выделена одна из схем ИНТ, который может быть использован для решения следующей задачи. Предположим, что необходимо получить электрический сигнал, являющийся отметчиком момента времени, начиная с которого металлический стержень, движущийся со скоростью порядка 1 км/с, начнет проходить через сечение А-А. В окрестности этой плоскости натянуты две металлические фольги (толщиной 0,05 мм), разделенные воздушным зазором толщиной порядка 0,2 мм. За счет прохождения «носиком» стержня сначала верхней, а потом нижней фольги возникнет электрический контакт двух фольговых электродов в тот момент времени, который ориентировочно с ошибкой не более 0,2 мкс совпадает с выходом носика стержня на плоскость А-А. Чтобы контакт двух фольг вызвал появление электрического сигнала, подключим один электрод к ИНТ, как это показано на рис. 13.20, а другой электрод заземлим.

ИНТ работает следующим образом. На подготовительной стадии эксперимента, предшествующей метанию стержня, происходит заряд накопительной емкости C от сети через понижающий трансформатор, диод и зарядное сопротивление  $R_3$ . Напряжение на емкости при этом повышается с замедляющейся скоростью и достигает конечного значения  $U_m$  за время практически равное  $3 C (R_3 + R_{пел} + R_{BbIX})$ .

В момент появления электрического контакта между электродами, вызванного ударом стержня, начинается разряд емкости по цепи, обозначенной следующими элементами схемы: «Земля»–(электроды датчика)–(емкость C)– $(R_{\text{дел}})$ – $(R_{\text{BbIX}})$ –«Земля». Если пренебречь влиянием



Рис. 13.20. Вариант схемы простейшего источника накопительного типа (ИНТ) в измерительно-преобразовательной цепи с датчиком (электроконтактным), имеющим нулевую начальную проводимость

индуктивности реальных проводников, то ток разряда в начальный момент времени можно считать равным  $I_m = U_m / (R_{\text{дел}} + R_{\text{BbIX}})$ . За фронтом выходного импульса наблюдается спад напряжения по закону  $U(t) = U_m^* \exp(-t/\tau_{RC}), \ \tau_{RC} = C(R_{\text{дел}} + R_{\text{BЫX}}), \ U_m^* = I_m R_{\text{BЫX}} =$ = const при условии, что контакт между электродами не нарушается. «Треугольная» форма выходного импульса (с экспоненциальным спадом) очень удобна для распознавания на осциллограммах искомого момента срабатывания датчика от удара стержнем. Эта форма воспроизводится, если между электродами датчика после удара стержня поддерживается электрический контакт. Сохранению этого контакта способствует большое значения тока через электроды датчика І<sub>т</sub>. Для получения больших значений Im используют большие значения Um (100 В) и малые значения сопротивлений R<sub>дел</sub> и R<sub>вых</sub>. При этом зарядное сопротивление R<sub>3</sub> берут очень большим с целью уменьшения пикового значение тока в начале зарядки емкости (до значений  $U_m/(R_{\rm пел} + R_{\rm BbIX} + R_3) \approx 10$  мА). Этим достигается предохранение диода от перегрузки и от вывода его из строя. Кроме того, большие значения  $R_3$  позволяют не обращать внимания на то, что после опыта электроды датчика могут оставаться в замкнутом состоянии и вызывать короткое замыкание, которое в случае малого значения R<sub>3</sub> было бы недопустимым для диода, трансформатора и сети 220 В. Кроме того, уменьшение максимума зарядного тока (приблизительно  $U_m/R_3$ ) при разумно выбранной величине емкости заметно снижает болезненность случайных соприкосновений с электродами датчика. Заметим, что наличие в схеме  $R_{\text{дел}}$  не обязательно. Оно используется лишь для того, чтобы образовать делитель напряжения и получать нужное напряжение  $U_m^* \leq U_m$ .

В простейших многоканальных источниках накопительного типа зарядные резисторы с большими значениями R<sub>3</sub> выполняют еще одну



Рис. 13.21. Вариант схемы простейшего двухканального источника накопительного типа в измерительно-преобразовательной цепи с датчиками, имеющими нулевую начальную проводимость

функцию — обеспечение независимости работы каналов, или функцию развязки каналов. Это свойство зарядных сопротивлений R<sub>3</sub> можно проиллюстрировать с помощью рис. 13.21. Накопительные емкости C<sub>1</sub> и С<sub>2</sub> обоих каналов заряжаются от электрического источника (например, аккумулятора) через зарядные сопротивления R<sub>31</sub> и R<sub>32</sub> соответственно. Удар стержня по верхней (первой) паре электродов вызывает разряд емкости  $C_1$  и появление выходного сигнала на разъеме  $XS_{Bbix}$ канала 1. Желательно, чтобы этот импульс имел такие же параметры, как и импульс на рис. 13.20. Для этого зарядные сопротивления R<sub>31</sub> и  $R_{32}$  берут намного больше, чем суммарное сопротивление делителей напряжения, расположенных на схеме снизу от С1 и С2. При таком соотношении сопротивлений при разряде емкости С1 через замкнутые электроды верхнего датчика ток разряда емкости C<sub>2</sub> через R<sub>31</sub> и R<sub>32</sub> и замкнутые электроды датчика на землю будет пренебрежимо мал по сравнению с током от разряда емкости С1. Поэтому ничтожный разряд C<sub>2</sub> практически никак не повлияет на выходной сигнал от прохождения стержнем через верхнюю пару электродов, и в то же время заряд емкости С2 сохранится практически неизменным для генерации выходного сигнала канала 2, вызванного попаданием стержня в нижнюю пару электродов.

Пример источника накопительного типа для измерителя-преобразователя с датчиком, имеющим высокую начальную проводимость. Необходимость использования такого вида датчиков возникает обычно в тех случаях, когда требуется измерить непрерывное изменение некоторой величины, характеризующей исследуемый процесс. Так, для измерения времени нарастания давления на границе двух плит из пористого композитного материала, возникающего при прохождении через нее волны сжатия от взрыва некоторого взрывного устройства, используют датчики, электрическое сопротивление  $R_{\rm A}$  которых изменяется при сжатии. Для получения импульсов напряжения, форма которых отражает динамику давления, такие датчики в случае их малого начального сопротивления и малой номинальной мощности рассеяния теплоты можно подключить к элементам электрической схемы, показанной на рис. 13.22. Эта схема содержит ИНТ, выделенный на рисунке рамкой из штриховых линий, который для получения возможности зарядки емкости C до напряжения  $U_{\Pi}$  через зарядное сопротивление



Рис. 13.22. Схема эксперимента с использованием варианта простейшего одноканального источника накопительного типа в измерительно-преобразовательной цепи с датчиком, имеющим значительную начальную проводимость (с контролем напряжения на конденсаторе C перед подачей управляющего импульса на электронный ключ): 1 - нагружающее взрывное устройства; 2 - плиты композитного материала; 3 - датчик давления, имеющий сравнительно низкое начальное сопротивление (порядка 10 Ом) и малую номинальную мощность рассеяния (порядка 0,1 Вт); 4 -ИНТ; 5 - электронный ключ; 6 - резистор, «гасящий» напряжение; 7 - неоновая лампа (индикатор напряжения); 8 источник стабилизированного напряжения (ИСН); 9 -управляющий импульс; 10 - вид зависимости от времени напряжения выходного сигнала (вариант исполнения электрической схемы электронного ключа 5 показан на рис. 13.19)

содержит электронный ключ. Если бы в схеме ИНТ не было электронного ключа, а последовательно соединенные резисторы с сопротивлениями  $R_{\pi}$  и  $R_{\tau}$  были бы непосредственно подключены к точке B, то ток от источника стабилизированного напряжения (ИСН) стекал бы через них на землю вместо того, чтобы заряжать емкость С. Электронный ключ в исходном состоянии всей схемы закрыт, его сопротивление практически бесконечно. Сопротивление неонового индикатора напряжения 7 на емкости С также очень велико. Поэтому емкость С, несмотря на малое сопротивление ( $R_{\Pi} + R_{\tau}$ ) может заряжаться. После зарядки емкости для проведения регистрации процесса (приводящего к изменению  $R_{\Pi}$ ) на электронный ключ подается управляющий импульс, вызывающий его открытие. В результате этого заряженная емкость С оказывается подключенной к точке А остальной цепи измерителя-преобразователя (в нашем случае это делитель напряжения, в котором регистрируемое напряжение снимается от точки D). В открытом состоянии сопротивление электронного ключа достаточно мало для того, чтобы можно было считать напряжения в точках А и В практически равными.

Отметим одну особенность схемы, представленной на рис. 13.22, которая позволяет при определенных условиях рассматривать ИНТ в совокупности с элементами подключенной цепи измерителя-преобразователя как источник постоянного напряжения. При идеализированном представлении о функционировании электронного ключа можно считать, что после подачи на разъем  $XS_y$  управляющего импульса 9 напряжение в точке A мгновенно достигает амплитудного значения  $U_{\Pi UT}$  и затем снижается из-за стекания заряда с емкости на землю через последовательно включенные сопротивления, так как из-за большого сопротивления  $R_3$  источник ИСН не успевает поддерживать заряд на емкости. Для понимания рассматриваемой особенности на качественном уровне рассуждений достаточно пренебречь влиянием небольших изменений суммарного сопротивления ( $R_{\rm L} + R_{\tau}$ ) на скорость разряда емкости. При этом получим зависимость напряжения в точке A на выходе нашего ИНТ от времени:

$$U_A = U_{\Pi \Pi \Pi} \exp\left(-t/\tau\right), \quad \tau = C \left(R_{\Pi} + R_{\tau}\right).$$

В течение времени регистрации процесса  $t_{\rm per}$ , вмещающего в себя время изменения выходного напряжения, которое отражает изменение давления, напряжение в точке A изменится на величину  $\Delta U_A$ . При этом относительное изменение напряжения в точке A на выходе ИНТ будет равно:

$$\Delta U_A/U_{\Pi \mathrm{HT}} = 1 - \exp\left(\frac{-t_{\mathrm{per}}}{C\left(R_{\mathrm{I\!I}} + R_{ au}
ight)}
ight).$$

Обычно делают схемы измерения, в которых  $R_{\tau}$  существенно больше начального значения  $R_{\rm Д}$ , и поэтому в основном оно определяет постоянную разряда емкости ( $\tau \approx C R_{\tau}$ ).

Если емкость C = 100 мкФ, а время регистрации  $t_{\rm per} \approx 10$  мкс, то при  $R_{\tau} = 100$  Ом (или 1000 Ом) получим верхние оценки изменения относительного напряжения на выходе ИНТ, соответственно равные 0,1% (или 0,01%). Такие изменения напряжения могут быть обнаружены лишь с помощью специальных высокоточных измерений, которые на практике обычно не проводятся. Пренебрегая столь малыми изменениями напряжения в точке A нашей схемы можно считать, что в течение времени регистрации  $t_{\rm per}$  исследуемого процесса устройство, обозначенное позицией 4 на рис. 13.22, проявляет себя как источник постоянного напряжения.

Следует иметь ввиду, что на практике из-за переходных процессов в электронном ключе, возникающих одновременно с подачей на него управляющего импульса, монотонное экспоненциальное изменение напряжения (с постоянной времени  $\tau \approx CR_{\tau}$ ) начинается с некоторой задержкой, достигающей единиц микросекунд.

В заключение отметим способ контроля готовности ИНТ для подключения к емкости С, заряжаемой до номинального напряжения  $U_{\Pi UT} = 100$  В, датчика или другого элемента измерительно-преобразовательной цепи, по которому заряд может быстро стечь на землю. Измерять напряжение на емкости, заряжаемой через большие зарядные сопротивления, обычными вольтметрами не удается. Это является следствием того, что из-за значений входных сопротивлений, свойственных вольтметрам, происходит быстрая утечка заряда с емкости. Поэтому для контроля напряжения на емкости применяют неоновые индикаторы. Неоновая лампа-индикатор начинает светиться при достижении на ее электродах разности потенциалов, практически равной номинальному значению (например, 100 В), при ничтожном токе, несоизмеримо меньшем тока, протекающего через зарядное сопротивление от источника стабилизированного напряжения (ИСН). Иными словами, этот индикатор напряжения не препятствует зарядке емкости. Гасящее сопротивление резистора  $R_{\Gamma}$  предохраняет неоновую лампу-индикатор от разрушения при высоких напряжениях точки В относительно земли.

Пример источника накопительного типа со стабилизацией тока. Существуют измерительные системы с датчиками, входящими в состав измерительно-преобразовательных устройств (например, в измерительные мосты сопротивлений), которые должны питаться от источников с постоянной и большой силой тока порядка 10 А, поддерживаемого в течение короткого промежутка времени (обычно порядка сотни микросекунд) (рис. 13.23). При этом кроме электронного ключа схема ИНТ, изображенная в поле, ограниченном штриховыми линиями, содержит триод, два резистора ( $R_1$  и  $R_2$ ) и стабилитрон. Последний элемент (сплавной кремниевый диод) является основным в схеме, обеспечивающей высокую степень постоянства тока в нагрузочной цепи, соединяющей точки A и B.

Начальная часть импульса тока вследствие переходных процессов, вызванных срабатыванием электронного ключа, имеет осцилляции,



Рис. 13.23. Схема эксперимента с использованием варианта источника накопительного типа со стабилизаций силы тока через измерительный мост с датчиком давления, имеющим высокую начальную проводимость (предоставлено В.В. Зюзиным)

предваряющие рабочий участок импульса с постоянной силой тока. Длительность этого участка определяется величиной накопительной емкости *C* и подстроечного сопротивления *R*<sub>3</sub>.

## 13.3. Наиболее употребительные датчики и измерители-преобразователи систем измерения характеристик газодинамических процессов.

13.3.1. Датчики электроконтактных методик измерения. Электроконтактные датчики (ЭКД) являются элементами электрической цепи, сопротивление которых под действием удара движущегося тела или фронта ударной волны изменяется практически «мгновенно» либо от очень большого значения, характерного для двух изолированных проводников, до очень малого значения, характерного для двух замкнутых проводов, либо, наоборот, — от очень малого до очень большого значения. В результате срабатывания электроконтактных датчиков в электрической цепи, являющейся измерительно-преобразовательным элементом в системе измерения, появляется скачок тока или напряжения, который регистрируется осциллографом или частотомером. Если сигнал появляется в результате замыкания цепи, то ЭКД носит название «работающего на замыкание» или ЭКД замыкания. Если сигнал появляется при размыкании электрической цепи, то ЭКД носит название «работающего на размыкание» или ЭКД размыкания.

Примером одного из вариантов реализации ЭКД замыкания могут служить два электрода на рис. 13.20 и на рис. 13.21, замыкание которых наступает в результате контакта с головной частью ударника. Если нет необходимости в детальном воспроизведении радиотехнических элементов в схеме источника напряжения, то систему «объект исследования-датчик-измерительно-преобразовательный элемент» изображают так, как это показано на рис. 13.24, *а*. Часто делают еще более



Рис. 13.24. Примеры условных изображений электроконтактных датчиков (ЭКД) и источников напряжения для них (ИНЭКД) на схемах экспериментов (датчики срабатывают от ударника, летящего со скоростью W)

условные изображения, отражая принцип действия датчика не схемой его конструкции, а индексом у его буквенного обозначения. Например, надпись ЭКД<sub>3</sub> означает то, что датчик «работает на замыкание». Индекс «Р» обозначал бы то, что датчик «работает на размыкание».

Независимо от того, как изменяется сопротивление, ЭКД разделяются на датчики одноразового использования, разрушающиеся при срабатывании, и датчики с упругими элементами, допускающими многоразовое использование. Примером последнего типа датчиков является ЭКД для фиксации момента нормального падения фронта ударной волны в воздухе на упругую мембрану датчика, на которой закреплен один из электродов датчика.

Если датчик содержит нормально замкнутые контакты (находящиеся в контакте при отсутствии внешнего воздействия), то прогиб мембраны под действием давления от ударной волны приводит к размыканию электрической цепи. После прохождения ударной волны упругие силы в конечном счете возвращают мембрану и электроконтакты в исходное начальное положение. Аналогичным образом при прохождении фронта ударной волны через ЭКД замыкания происходит сначала замыкание, а затем размыкание контактных элементов.

В настоящее время в газодинамических экспериментах наиболее часто используют разрушаемые ЭКД одноразового использования, в основном, из-за меньшего времени их срабатывания. Перед ознакомлением с некоторыми из ЭКД сделаем общее заключение относительно их функциональных особенностей.

ЭКД размыкания отличаются большей неопределенностью задержки момента срабатывания относительно момента контакта регистрируемого объекта с контрольной поверхностью расположения датчика. У этой особенности имеются две причины. Во-первых, до наступления разрыва металлического проводника должна произойти определенная его деформация, например, удлинение тонкого провода так называемой рам-мишени, на который пришелся удар контролируемого снаряда (пули) или осколка. Поэтому для рам-мишеней используют проволочку из специальных сплавов с малым значением предельного растяжения. Во-вторых, наступление механического разрыва проводника не совпадает с моментом исчезновения электрического контакта

между разделенными фрагментами электрода. Причиной этому являются микроострия на образующейся поверхности разрыва электрода. Высокая напряженность электрического поля в окрестности вершин этих заострений приводит к электрическому пробою в образовавшемся промежутке между двумя фрагментами электрода. Возникший разряд прекратится лишь, когда этот промежуток существенно увеличится. Разрыв проводника, по которому пропускается ток, сопровождается появлением в месте обрыва искры, которая гаснет хоть и очень быстро, но не мгновенно. Чтобы сократить время погасания искры, к ЭКД размыкания подключают источники напряжения с малыми ЭДС, обычно около 10 В. Однако при этом получаются достаточно низковольтные выходные сигналы от срабатывания ЭКД, что нежелательно в отношении условия помехозащищенности систем измерения, согласно которому полезные информационные сигналы должны существенно (чем больше, тем лучше) превышать по амплитуде помехи, т.е. сигналы, возникающие «случайным» образом.

ЭКД замыкания могут подключаться к источникам с напряжениями на порядок большими, чем при использовании ЭКД размыкания. ЭКД замыкания в зависимости от схемы эксперимента в целом могут иметь различные исполнения.

Игольчатые или стержневые датчики в качестве элемента, входящего в его состав, содержат по крайней мере одну иглу, или стержень, электрод в виде «заостренного» стержня. На рис. 13.25, *а* показана одна из конструкций ЭКД, используемых для измерения скоростей ударных волн в металлах.

Выход фронта ударной волны, движущейся со скоростью D, на некоторую контрольную поверхность А-А, на которой расположен торец отверстия, высверленного в исследуемом материале, приводит к электрическому пробою лавсановой пленки 6 толщиной 0,02 мм и замыканию электрической цепи между индикаторной мишенью 7 и латунным стержнем 5. Следует иметь в виду, что формирование глухого отверстия с дном плоской формы является не совсем простой задачей. Поэтому в случаях необходимости измерения скорости фронта ударной волны исследуемые объекты стремятся делать в виде пакетов из плотно сжатых пластин со сквозными отверстиями). Конечно, электрический пробой возникает в результате продавливания стержня в лавсановую пленку, на которую набегает металл с торца отверстия, начинающего двигаться при прохождении фронта ударной волны. Чтобы найти скорость ударной волны, используют разновременность замыкания (срабатывания) двух ЭКД, установленных на измерительной базе на пути следования фронта ударной волны. На рис. 13.25, а эта база —  $B_D = 4 \pm 0.01$  мм (P = 95%). Рисунок 13.25, б дает представление об экспериментальной сборке, в которой используется ЭКД для нахождения эволюции формы и скорости фронта ударной волны, возникающей в алюминиевой индикаторной мишени при выходе на нее детонационного фронта исследуемого мощного бризантного ВВ. Знание харак-



Рис. 13.25. Схема устройства стержневого ЭКД для регистрации скорости фронта ударной волны в мишени-индикаторе (*a*) в одной из серий экспериментов ВНИИЭФ, выполненных по схеме (*б*) для исследования нарастания параметров детонации по мере ее распространения по заряду ВВ: 1 — крышка датчика; 2 — пружина; 3 — плексигласовая плата крепления датчиков; 4 — пластиковая трубка; 5 — латунный стержень (диаметр 2 мм) со сферическим оголовьем; 6 — пленка лавсана толщиной 0,02 мм; 7 — алюминиевая мишень-индикатор; 8 — исследуемый заряд ВВ; 9 — устройство инициирования детонации с линзовым плосковолновым генератором; 10 — электродетонатор (на центральной части мишени-индикатора (*3*) на площадке размером 90 × 90 мм располагается несколько десятков ЭКД)

теристик эволюции ударной волны в индикаторной мишени позволяет получить параметры эволюции детонационного фронта в заряде BB при его штатном инициировании. Для решения этой задачи в каждом эксперименте в центральной части плексигласовой платы крепления датчиков 3 на площади размером 80 × 80 мм располагаются несколько десятков ЭКД.

С использованием подобных экспериментов продолжают получать фундаментальную информацию о реально протекающих ударно-волновых и детонационных процессах.

При малых амплитудах ударных волн используют более простые ЭКД, образованные оголенными стержневыми электродами и контролируемыми поверхностями металлических образцов, на которые выходят регистрируемые фронты ударных волн, и между которыми выдерживается воздушный зазор 0,03 мм.

В некоторых экспериментах могут быть использованы решения, более простые в технологическом отношении. На рис. 13.26, a показано, что для определения скорости пластины W на базе  $B_W$  используются два ЭКД, каждый из которых состоит, в сущности, из иглы и самого исследуемого объекта — пластины, которая электрически заземляется с помощью гибкого провода. В тех случаях, когда осуществить надежную электрическую связь метаемой пластины с землей с по-



Рис. 13.26. Два варианта обеспечения электрического замыкания стержней ЭКД на землю при измерении скорости ударника

мощью гибкого провода осуществить не удается, то для достижения замыкания игольчатых электродов (острия которых смещены друг от друга на расстояние  $B_W$ ) на землю используется общая центральная игла (рис. 13.26, б). Эта центральная игла входит в состав каждого из двух ЭКД, используемых для измерения скорости пластины W на базе *B*<sub>W</sub>. Межосевое расстояние при установке игл выбирают, в частности, из тех соображений, чтобы тормозящее действие иглы на движение поверхности ударника, распространяющееся вдоль нее со скоростью поперечных волн Рэлея, не успевало влиять на условие появления контакта поверхности ударника со следующей иглой. Специальные эксперименты показывают, что правильно установленная игла за счет своей инерционности может пробивать ударник на глубину, на порядки большую диаметра иглы, оставляя канал, несущественно превышающий диаметр иглы, и заметный волнообразный выплеск металла на лицевой поверхности ударника вблизи пробоины. Для устранения преждевременного срабатывания ЭКД от воздушной ударной волны «головную» часть поверхности стержня закрывают либо специальными «электроизоляционными» колпачками, либо покрывают изоляционной пленкой из лака или осажденного Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Эти меры необходимы, если скорость ударника превышает 2,5 км/с.

Для повышения точности и надежности результатов измерения скорости движения свободной поверхности Н.Н. Куракиным с коллегами была предложена конструкция и отработана технология изготовления миниатюрного многостержневого ЭКД (рис. 13.27). Этот датчик делается следующим образом. На конденсаторную бумагу толщиной 0,01 мм наклеивается ряд параллельных обмоточных медных проволочек диаметром 0,06 мм каждая. Проволочки и бумага обрезаются шаблоном, который позволяет воспроизводить измерительные базы  $B_W$  с колебаниями в пределах  $\pm 0,015$  мм. Бумага скручивается в трубочку, в результате чего торцы проволочек располагаются по спирали (отсюда название датчика — спиральный ЭКД). Датчик с десятью проволоч-ками, наклеенными при  $B_W = 1$  мм на оптимальном расстоянии друг от друга 0,6 мм, имеет диаметр 2,3 мм. Следует заметить, что такой датчик можно рассматривать как объединение из нескольких ЭКД, каждый из которых образован парой проволочек, и называть его «многоканальным» ЭКД.

Простейшие витые конструкции (рис. 13.28), выполненные из медной проволочки диаметром 0, 06...0, 14 мм в лаковой изоляции, используются либо как готовые ЭКД, либо в качестве замены стержневых элементов в игольчатых датчиках. Такие конструкции называют скрутками.

Скрутки, показанные на рис. 13.28, *a*, удобно использовать при измерениях скорости ударных волн в металлических образцах, прижимая своеобразные стержневые элементы петлей к контрольной поверхности металла. Момент выхода фронта ударной волны в металле на эту поверхность взывает ее движение, которое приводит к повреждению изоляции проволоки и появлению электрического контакта вершинной части петли с металлической поверхностью исследуемого образца.

Датчик, показанный на рис. 13.28, б, удобно использовать для генерации сигнала, «оповещающего» измерительную систему о моменте контакта соударяющихся торцов ударника и экспериментальной сбор-



Рис. 13.27. Спиральный электроконтактный датчик (а) и его развертка (б): 1 — провод ПЭВ-2 диаметром 0,06 мм; 2 — конденсаторная бумага толщиной 0,01 мм



Рис. 13.28. Варианты витых конструкций (скруток) из обмоточного лакированного провода, используемых как ЭКД: *а* — стерженевой ЭКД; *б* — ЭКД, срабатывающий при «раздавливании» при боковом ударе; *в* — ЭКД, срабатывающий при поперечном срезе (МП — место припаивания к электрической линии связи, очищенное от изоляции)

ки. Для этого датчик накладывают вдоль торца сборки со смещением относительно его центра. Датчики такого типа используют также для измерения скорости детонации *D*. Для этого в заряд BB вставляют две скрутки, пересекающие ось заряда под прямым углом в точках, которые отстоят друг от друга на расстоянии, являющемся измерительной базой *B*<sub>D</sub>. При этом роль ударника, сжимающего датчик до повреждения изоляции и появления электрического контакта между проводниками, играет детонационный фронт.

Скрутки типа, изображенного на рис. 13.28, *в*, используют для измерения скорости ударников, ускоряемых в ствольных установках. Такие датчики помещают в узкие отверстия, просверленные в стенке ствола. Ударник, двигаясь по стволу, срезает кончик датчика, выступающий в канал ствола на 1...1,5 мм, вызывая электрический контакт двух проволочек датчика. Для измерений скоростей ударников (снарядов), сделанных из мягких материалов (текстолит, полиэтилен, плексиглас), центральный проводок датчика иногда изготавливают из «твердого» металла, а наружную спиральную оплетку этого центрального проводка — из «мягкого» металла (меди).

Датчики с «ударочувствительными» или «пьезочувствительными» элементами из фольги (рис. 13.29) позволяют измерять скорости ударных волн в преградах из неметаллических материалов. Не представляет большой сложности изготовление экспериментальных сборок с преградами в виде пакета пластин из исследуемого или эталонного материала с использованием в качестве электродов ЭКД полосок алюминиевой фольги толщиной 20 мкм, разделяемых липкой лентой (односторонний скотч) толщиной около 30 мкм с отверстием размером 2...3 мм. Через это отверстие происходит сближение фольг до появления электрического контакта между ними при прохождении фронта ударной



Рис. 13.29. Схема фрагмента экспериментальной сборки для измерения скорости фронта ударной волны в исследуемой (либо эталонной) неэлектропроводящей среде с помощью ЭКД из алюминиевой фольги: 1 — листы из исследуемой среды; 2 — полосы алюминиевой фольги; 3 — полоса липкой ленты (скотча) с отверстием для продавливания фольги (либо две полосы липкой ленты с зазором между ними)

волны. Элементы слоистой системы, изображенные на рисунке, плотно поджимаются друг к другу, образуя единый пакет, к верхней плоскости которого прикладывается ударно-волновое воздействие p(t). При сборке пакета необходимо добиваться условия непопадания пылинок между фольгой и слоем исследуемого материала, которые могут стать причиной появления контакта между фольгами при обжатии пакета без приложения к нему ударно-волнового воздействия.



Рис. 13.30. Рам-мишенные электроконтактные датчики замыкания для регистрации осесимметричного потока ударников: *1* одножильный монтажный провод в пластиковой оболочке; *2* массивная заземляемая подложка; *3* — ось симметрии разлета металлических ударников и продуктов неполного разложения BB

Разновидность рам-мишенных датчиков замыкания предложена Е.Ф. Грязновым для измерения скорости фрагментов конструкций, находящихся в плотном потоке продуктов частичного детонационного разложения зарядов ВВ (рис. 13.30). При попадании фрагмента в изолированный провод происходит не только электрическое срабатывание датчика, но и остается (на подложке) кратер, по величине и форме которого можно оценить форму и массу ударника, вызвавшего это срабатывание. Используя в опыте два датчика одинаковой массы, расположенные на пути двух радиально разлетающихся фрагментов, по разновременности их срабатывания и разности расстояний до центра симметрии расходящегося потока фрагментов (измерительной базе  $B_W$ ) можно получить значение скорости фрагментов в предположении, что она одинакова по абсолютному значению для фрагментов одинаковой формы и массы.

Для того чтобы учесть возможное уменьшение первоначально установленной измерительной базы  $B_W$  под действием взрывной волны, фронт которой обгоняет поток отдельно летящих фрагментов, схему, показанную на рис. 13.30, можно дополнить ЭКД для измерения скорости массивных подложек основных ЭКД.

Если для регистрации разновременности срабатывания двух ЭКД, необходимой для измерения скорости ( $W = B_W/\Delta t$  или  $D = B_D/\Delta t$ ), используется, по крайней мере, двухлучевой осциллограф и сигнал от срабатывания каждого датчика подается на «свой» канал, то можно использовать простейшие схемы источников напряжения для питания датчиков (например, такие же, как на рис. 13.21). При этом осциллограммы имеют вид, показанный на рис. 13.31 и рис. 13.32. Осциллограмма, приведенная на рис. 13.31, получена при измерении (с не очень



Рис. 13.31. Осциллограммы, полученные при измерении скорости детонации заряда (схема эксперимента показана на рис. 13.33), составленного из дисков листового ВВ, на базе  $B_D = 22.7 \pm 0.3$  мм (P = 95%) (схема эксперимента показана на рис. 13.33)



Рис. 13.32. Осциллограммы, полученные при измерении скорости низкоскоростного ударника в стволе на базе  $BW = 30 \pm 0,5$  мм (p = 95%) с помощью ЭКД в виде скруток, вставленных в отверстия в стенке ствола и срезаемых ударником

большой точностью) скорости детонации при проведении эксперимента, схема которого показана на рис. 13.33.

При измерениях с большой точностью малых промежутков времени  $\Delta t$  (между моментами срабатывания двух датчиков) обычно используют запись двух сигналов на одном канале осциллографа (по возможности используют специальные осциллографы с очень большой скоростью развертки). При таких регистрациях схемы питания ЭКД или схемы измерительно-преобразовательных элементов имеют несколько более сложный вид, чем показанный на рис. 13.21. Например, в экспериментах с измерением скорости ударной волны D и скорости ударника W можно использовать схему, показанную на рис. 13.34. На этом рисунке треугольными стрелками показаны заостренные концы стержней ЭКД, которые замыкаются на землю в моменты соприкосновения со свободными поверхностями экрана (вход ударной волны из образца).

Если электрическую схему используют при измерении скорости ударника, то к точкам 1 и 2, показанным на рис. 13.34, a, присоединяются ЭКД, установленные на сборке для измерения скорости ударника W и показанные на рис. 13.34, 6 (а не ЭКД, установленные на сборке с экраном и образцом для определения скорости фронта ударной волны D). Диоды, изображенные на схеме (рис. 13.34, a), выделяют полуволну с положительным напряжением колебаний, возникающих при замыкании контактов из-за паразитных емкостей и индуктивностей в схеме. Поэтому они служат устранению влияния ранее сработавшего контакта на амплитуду импульса, возникающего при срабатывании следующего контакта. Постоянная времени разряда накопительных ем-



Рис. 13.33. Схема сборки для измерения скорости детонации с помощью электроконтактных датчиков в виде раздавливаемых скруток: 1, 2, 3, 4, 5, 6 диски из листового ВВ Л-34 толщиной приблизительно 6,4 мм; 7 — пластилин; 8 — электродетонатор БЭД (9-ВП-482); 9 — скрутки из медного лакированного провода диаметром 0,2 мм (слои ВВ 1 и 2, 5 и 6 со скрутками соединены без клея (прижатием); слои 2, 3, 4, 5 — соединены клеем «Момент»)

костей C должна быть существенно меньше измеряемых промежутков времени  $\Delta t$ . Схемы, аналогичные изображенной на рис. 13.34, могут содержать до десятка повторяющихся модулей, каждый из которых состоит из зарядного резистора  $R_3$ , накопительной емкости C, делительного резистора  $R_{\text{ДЕЛ}}$  и диода D. Такой тип электрической схемы для записи сигналов от ЭКД на одном канале осциллографа хорош тем, что после того, как на осциллографе зарегистрируется импульс от срабатывания первого ЭКД, его контакт с экраном или другой частью электрической схемы может быть утрачен (потерян). И это не отразится на регистрации второго импульса напряжения от срабатывания следующего ЭКД.

Иногда сопротивления резисторов делителей напряжений выбирают неодинаковыми для того, чтобы срабатывание каждого датчика (ЭКД) можно было распознавать по амплитуде импульса.

Схема, показанная на рис. 13.35, очень простая, но имеет следующий недостаток. Если после регистрации срабатывания первого ЭКД произойдет потеря контакта его игольчатого электрода с движущимся металлическим образцом (а еще хуже, если этот контакт станет нестабильным), то надежно установить на регистрации U(t)момент срабатывания второго ЭКД становится очень трудно, а часто и невозможно. Поэтому электрическую схему, показанную на рис. 13.35,



Рис. 13.34. Электрическая схема для регистрации на одном канале осциллографа пичков напряжения от срабатывания ЭКД при измерении волновой скорости D (*a*) и скорости свободной поверхности W (*б*), а также форма выходного сигнала (*s*) (для получения пичков с несовпадающими амплитудами применяют делители напряжения с неодинаковыми значениями  $R_{ДЕЛ1}$  и  $R_{ДЕЛ2}$ )



Рис. 13.35. Электрическая схема для регистрации на одном канале осциллографа сигнала в виде двух последовательных «ступенек напряжения» от последовательного срабатывания двух ЭКД при измерении скорости ударной волны *D* на измерительной базе *B*<sub>D</sub>

предпочитают использовать лишь тогда, когда схема экспериментальной сборки такова, что за время  $\Delta t$  не происходит изменения состояния сработавшего первого ЭКД.

Измерительно-преобразовательные устройства или источники напряжения для ЭКД часто выполняют как элементы одноразового использования измерительной системы, располагают в непосредственной близости от исследуемых разрушаемых при эксперименте объектов и соединяют с регистрирующими приборами, например, осциллографами, электрическими кабелями.

Временем срабатывания или мерой инерционности ЭКД будем считать задержку появления амплитудного значения электрического импульса «треугольной» формы относительно начала воздействия на датчик. То, что принимается за начало воздействия на ЭКД, зависит от конкретной схемы эксперимента и конструкции ЭКД. Например, в случае использования стержневого датчика за начало воздействия можно принять либо выход фронта ударной волны на свободную поверхность, начало движения которой фиксирует электрод датчика, либо момент соприкосновения свободной поверхности ударника с вершиной еще не заземленного стержня. В случае же датчика в виде длинной скрутки (рисунки 13.28, б и 13.33), ориентированной перпендикулярно направлению распространения ударной или детонационной волны в порошкообразном или «жидком» образце, за начало воздействия можно принять лишь момент соприкосновения ударного фронта с поверхностью ЭКД.

Характерная инерционность лучших ЭКД стержневого типа в экспериментах, связанных с измерениями скоростей ударных волн в металлах и скоростей движения ударников, согласно публикациям сотрудников ВНИИЭФ находится на уровне 1...2 нс. В широкой практике многих экспериментаторов используются датчики, время срабатывания которых по крайней мере на порядок больше этого значения. Так, в случае ЭКД, оголенный электрод которого отделен от контрольной свободной поверхности (начало движения которой со скоростью W он фиксирует) зазором  $\delta = 0,03$  мм, задержка появления электрического контакта равна  $\delta/W$  и составляет 0,01 мкс для ударной волны в меди давлением около 80 ГПа и 0,1 мкс для волны давлением около 5 ГПа.

На точность измерения средних значений волновых (или массовых) скоростей на измерительной базе  $B_D$  (или  $B_W$ ) влияет не столько задержка срабатывания датчиков, сколько зависимость ее от интенсивности измеряемой величины (т.е. от воздействия на него) и от того, насколько мгновенные значения измеряемой величины изменяются на длине измерительной базы. При измерениях стационарных процессов влияние задержки срабатывания и ее зависимость от интенсивности воздействия на датчик не существенны. При регистрациях нестационарных процессов учет влияния этих характеристик ЭКД обязателен, хотя бы на качественном уровне рассуждений.

Ионизационные датчики служат для регистрации появления в контролируемой зоне исследуемого тела или потока вещества ионизированного состояния среды. Ионизация вещества является одним из возможных проявлений исследуемого газодинамического процесса, регистрация которого позволяет получить информацию, необходимую для установления характеристик этих процессов или исследуемых объектов. Так, например, регистрируя скорость распространения зоны ионизации вещества, сопровождающей физико-химические превращения ВВ при детонации и горении, можно найти скорость распространения даже некоторых нестационарных режимов этих взрывных превращений, точная регистрация которых электроконтактными датчиками затруднительна или невозможна. В то же время сопоставление результатов регистрации зон ионизации с данными, полученными измерением динамики другой характеристики процесса, позволяет получить более точные представления о процессе или объекте исследования, а иногда получить и принципиально новые представления.

Ионизационные датчики и электроконтактные датчики замыкания, равно как и источники напряжения для них, имеют много общего. Принципиальное различие заключается в механизме появления электрического контакта одного из электродов датчика с землей, приводящего к разряду накопительной емкости в измерительно-преобразовательном элементе измерительной системы. В случае ионизационного датчика разряд накопительной емкости происходит в результате электрического пробоя промежутка между двумя электродами (один из которых заземлен), заполненного ионизированным газом. В случае электроконтактного датчика разряд накопительной емкости происходит при механическом контакте двух проводников при практическом отсутствии влияния степени ионизации среды, которая заполняет сокращающийся промежуток между сближающимися электродами.

Напряжение между электродами ионизационного датчика, разведенными на некоторое расстояние, при котором появляется и резко увеличивается электрический ток, зависит от степени неоднородности напряженности электрического поля в окрестности поверхности электродов (возрастающей с ростом ее кривизны), величины межэлектродного зазора и степени ионизации среды, его заполняющей. Однако форму поверхности электродов в месте ожидаемого электрического пробоя межэлектродного промежутка обычно не контролируют, даже проводя заострения концов электродов. Значения напряжения, прикладываемого к электродам, задают разными в зависимости от формы и интенсивности исследуемого взрывного превращения или другого процесса, сопровождаемого ионизацией среды, и величины межэлектродного зазора.

Так, при измерении скорости детонации зарядов конденсированных ВВ разность потенциалов между проволочным электродом и электродом из фольги, постоянно соединенным с землей (рис. 13.36), обычно делают равной 300 В. Прохождение через зазоры ионизационных датчиков, образованных этой фольгой и проволочками с оголенными торцами, детонационного фронта, содержащего узкую зону высокотемпературных и ионизированных продуктов реакции, вызывает их последовательные электрические пробои. Измерительно-преобразовательное устройство системы регистрации, электрическая схема которого показана на рисунке, преобразует импульсы разрядных токов в последовательность коротких пичков напряжения (рис. 13.36,  $\delta$ ) на



Рис. 13.36. Схема измерительной системы для регистрации движения детонационной волны с помощью ионизационных датчиков (*a*) и результаты регистрации процесса в случае затухания детонации ионизационными (сплошная линия) и электроконтактными (штрих-пунктирная линия) датчиками (*б*): 1 электродетонатор; 2 — заряд BB, составленный из пяти цилиндрических деталей высотой  $B_D$  каждая; 31 — фольговая обложка, охватывающая половину цилиндрической поверхности исследуемого заряда; 4 — проволочки, оголенные торцы которых (изображены стрелками) образуют вместе с фольгой ионизационные промежутки; 5 — осциллограф, регистрирующий сигнал U(t) на одном канале ( $t_{\rm PE\Gamma}$  — время регистрации — полное время развертки сигнала на экране осциллографа)

входе регистрирующего устройства (в данном случае, одноканального осциллографа).

Так как схемы, подобные той, что показана на рис. 13.36, даже начинающий экспериментатор должен придумывать и реализовывать самостоятельно, то напомним основные сведения относительно назначения и функционирования элементов этой схемы. Сопротивление зарядных резисторов  $R_3$  обычно берут равным нескольким десяткам тысяч Ом, чтобы уменьшить ток зарядки накопительной емкости  $C_{\rm H}$ . Сопротивление резисторов  $R_1$ , с которых снимаются импульсы напряжения при срабатывании ионизационных промежутков, должно быть на порядок меньше, чем  $R_3$ , для того чтобы получить более сильные токи «информационных» импульсов разряда накопительных емкостей  $C_{\rm H}$ . Большие значения отношений  $R_3/R_1$  служат также тому, что разряд одной емкости  $C_{\rm H}$  практически никак не влияет на состояние заряда на остальных емкостях  $C_{\rm H}$ .

Второй резистор  $R_2$  добавляют в схему для того, чтобы получить амплитуду изменения напряжения в точке I, отличную от напряжения источника питания. В течение процесса развития пробоя ионизационного промежутка напряжение в точке 1 (при изображенной полярности источника питания) увеличивается сначала с большой, а потом со все более затухающей скоростью. Затем происходит процесс разряда емкости  $C_{\rm H}$  длительностью порядка  $C_{\rm H} \cdot (R_1 + R_2)$ . Наличие разделительной емкости  $C_{\rm Д}$  между точками 1 и 2 приводит к тому, что закон изменения напряжения U(t) в точке 2 по форме отображает производную сигнала U(t) в точке 1 (емкость  $C_{\rm Д}$  является элементом электрической цепи, выполняющей функции дифференцирования).

В нашем примере сигнал, поступающий на вход регистрирующего осциллографа, нарисован в форме, соответствующей затуханию детонационной волны в заряде ВВ. Это может наблюдаться, например, при избыточной флегматизации ВВ, из которого изготавливаются детали заряда. Размеры цилиндрических деталей, между которыми вставляются проволочки ионизационных датчиков и из которых собирается весь заряд, известны до эксперимента. Поэтому, используя значения промежутков времени  $\Delta t_1$ ,  $\Delta t_2$ ,  $\Delta t_3$ , и т. д., определяемых по зарегистрированному сигналу U(t), можно построить точки траектории движения ионизационной зоны детонационного фронта X(t) (рис. 13.36,  $\phi$ ). Через эти точки можно провести линию — траекторию движения ионизационной зоны. Экспериментаторы для построения этой линии по заданным точкам используют, например, стандартные процедуры метода сплайнов или метода наименьших квадратов. Используя процедуру дифференцирования построенной зависимости X(t) для траектории зоны ионизации, можно получить закон изменения мгновенной скорости детонационного фронта D(t) или D(X).

Таким образом, в результате эксперимента с использованием дискретно расположенных ионизационных датчиков (на расстоянии друг от друга  $B_D$ ) можно получить как средние значения скорости детонации на различных участках заряда, так и мгновенные значения скорости детонации. Заметим, что в стандартных методах измерения скорости детонации штатных ВВ предполагается использование только двух ионизационных датчиков, т.е. одной измерительной базы  $B_D$ .

Исследовательскую задачу, рассмотренную выше, можно было бы решать, используя электроконтактные датчики, сделанные в виде скруток, «раздавливаемых» при прохождении через них фронта детонационной волны, и расположив их вместо проволочек ионизационных датчиков, например, как это показано на рис. 13.33. При этом у каждой скрутки одна из проволочек заземляется, а другая проволочка подсоединяется к схеме того же измерителя-преобразователя, что и для ионизационных датчиков. В результате прохождения детонационного фронта через скрутки электроконтактных датчиков на входе осциллографа появился бы сигнал, изображенный на рис. 13.36, *б* штрихпунктирной линией и похожий на сигнал, полученный от ионизационных датчиков. Но при нестационарной детонации интервалы времени  $\Delta t_1$ ,  $\Delta t_2$  и т. д. у сигнала с электроконтактных датчиков могут отличаться

от интервалов у сигналов с ионизационных датчиков. Это связано с большей зависимостью времени срабатывания электроконтактных датчиков от давления на детонационном фронте по сравнению с ионизационными датчиками. Время срабатывания электроконтактного датчика с падением давления детонационного фронта может возрасти настолько, что из-за ограниченности времени регистрации  $t_{\rm PEF}$  сигнала от срабатывания последнего датчика в заряде ВВ на осциллограмме не окажется вовсе, что может привести к ошибочному заключению о прекращении детонации. На рис. 13.36, *б* сплошной линией с индексом ИД показана действительная траектория фронта детонационной волны, построенная на основании сигнала от срабатывания ионизационных датчиков, а штрихпунктирной линией с индексом ЭКД показана ложная траектория, построенная с использованием отметок моментов срабатывания электроконтактных датчиков.

Ионизационные датчики позволяют делать экспериментальные сборки для регистрации движения исследуемых объектов в заданном направлении с частотой дискретизации намного большей, чем с применением электроконтактных датчиков. Так, для регистрации скорости движения детонационного фронта в миниатюрных зарядах инициирующих ВВ длиной порядка одного миллиметра может быть использована сборка в виде пакета с большим количеством (до десяти и более) фольговых ионизационных датчиков, расположенных с шагом (вдоль образующей цилиндрического исследуемого заряда) в десятые доли миллиметра (и менее). Этот пакет похож на изображенный на рис. 13.29, но содержит сквозной цилиндрический канал, ось которого перпендикулярна слоям пакета. Указанный канал заполняется исследуемым ВВ. Пластины, задающие измерительные базы  $B_D$ , делаются из изолятора толщиной в десятые либо сотые доли миллиметра. Каждый ионизационный датчик образован парой тончайших фольг, разделенных листом изолятора толщиной 0,01 мм.

Однако существует множество экспериментальных задач, для решения которых необходима не высокая дискретизация, а непрерывная регистрация перемещения исследуемого объекта в заданном направлении. При решении некоторых из них может быть использован реостатный датчик.

**13.3.2. Датчики реостатной методики измерения перемещений** фронтов ударных волн и поверхностей тел. Реостатный измерительный преобразователь включает в себя собственно реостатный датчик, омическое сопротивление которого отражает перемещение контролируемого объекта регистрации, и электрическую схему, преобразующую сопротивление датчика в сигнал в виде напряжения, подаваемого на вход устройств регистрации. В основе работы реостатных измерительных преобразователей, используемых в газодинамических исследованиях быстропротекающих процессов, лежит принцип линейного сопротивления, согласно которому путем измерения сопротивления реостатного датчика в каждый момент времени находится расстояние до точки замыкания линейного сопротивления. Перемещение этой точки замыкания по резистивному элементу реостатного датчика отражает перемещение объекта исследования, взаимодействующего

с датчиком, — фронта ударной волны или поверхности тела, летящего с большой скоростью. К настоящему времени разработаны различные конструкции реостатных датчиков и способы их применения для различных целей исследования. Для облегчения изложения основных сведений, необходимых для понимания и практического использования методик регистрации процессов реостатными датчиками, рассмотрим сначала один из вариантов его исполнения и применения (рис. 13.37).

На этом рисунке показан реостатный датчик трубочного типа, помещенный в жидкость, по которой вдоль него распространяется фронт



Рис. 13.37. Схема расположения элементов реостатного датчика трубочного типа в исследуемой среде: 1 — корпус датчика (трубка); 2 — резистивный элемент (проволочка); 3 — исследуемая жидкая среда

ударной волны со скоростью *D*. Штриховыми линиями показана головная часть датчика в его исходном, начальном состоянии, до того как он начал подвергаться действию жидкости, сжимаемой ударно-волновым образом. В начальном состоянии такой датчик представляет собой трубочку диаметром около 1 мм, свернутую из отожженной медной или латунной фольги. К глухому концу этой трубочки приварена тонкая проволочка из материала с высоким удельным сопротивлением. Очень удобна для применения манганиновая (либо нихромовая) проволочка диаметром 0,065 мм в эмалевой изоляции. Удельное сопротивление манганина слабо изменяется с температурой и равно приблизительно 43 · 10<sup>-5</sup> Ом·мм<sup>2</sup>/м. У свободного конца проволочки в точке А присоединяется (обычно припаивается) провод линии связи датчика с измерительно-преобразовательным устройством, называемым также источником напряжения реостатного датчика (ИНРД). Конец трубочки вблизи точки А заземляется. Эта трубочка является корпусом датчика.

Удельное сопротивление материала корпуса датчика намного меньше, чем у проволочки, являющейся резистивным элементом реостатного датчика. Поэтому начальное сопротивление датчика  $R_{\rm A_0}$  определяется длиной проволочки от точки A до места приварки к корпусу в его головной части  $l_{\rm A_0}$  и погонным ее сопротивлением  $\rho_l$ :  $R_{\rm A_0} = l_{\rm A_0}\rho_l$ . Значение  $\rho_l$ , равное частному от деления удельного сопротивления материала проволочки на площадь поперечного ее сечения, является справочной характеристикой промышленно выпускаемых проводов.

Вещество, сжимаемое на фронте ударной волны D, стремится расшириться и поэтому сжимает трубочку, разгоняя ее стенку в направлении проволочки. В результате обжатия стенкой трубочки резистивного элемента в точке, несколько отстающей от ударного фронта в среде, возникает его замыкание на землю. Появляющуюся подвижную точку контакта корпуса датчика с его резистивным элементом обозначим «С» (сжатая часть корпуса датчика позади точки С на рисунке показана условно). После начала движения фронта ударной волны вдоль поверхности датчика его текущее сопротивление  $R_{\rm A}$  определяется длиной проволочки между точкой А и подвижной точкой (C –  $l_{\rm AC}$ ):  $R_{\rm A} = \rho_l l_{\rm AC}$ .

Расстояние от подвижной точки С до начальной точки проволочки О, «приваренной» к головной части датчика, измеряемое вдоль проволочки, связано с текущим значением сопротивления  $R_{\rm II}$ :

$$l_{\rm C} = l_{\rm AO} - l_{\rm AC} = (R_{\rm AO} - R_{\rm A}) / \rho_l.$$

Инерционность реостатного датчика проявляется в том, что время  $\tau_p$  перемещения элемента корпуса датчика после соприкосновения с ним объекта регистрации (например, фронта ударной волны) до резистивной проволочки и разрушения изоляции на ней, при котором возникает новая точка замыкания на землю, отлично от нуля. С учетом этой величины, которую мы назовем «временем запаздывания» реостатного датчика, расстояние от головной части датчика до фронта ударной волны, как это показано на рис. 13.37, равно

$$x_D = l_{\rm C} + \tau_{\rm p} D.$$

Дальнейшее рассмотрение реостатных датчиков мы будем проводить в основном пренебрегая отличием  $\tau_p$  от нуля, но при необходимости, учитывая степень неидеальности датчика, определяемую величиной  $\tau_p$ , и ее зависимостью от интенсивности воздействия на датчик. На схемах экспериментов будем изображать реостатные датчики как идеальные устройства в виде резистивной проволочки (рис. 13.38).

В общем случае связь перемещения объекта, для исследования которого применяется реостатный датчик, с перемещением  $l_{\rm C}$  точки замыкания С вдоль резистивного элемента является достаточно сложной. Мы ограничимся простейшими примерами этой связи, когда регистрируемые объекты являются плоскими, а резистивные элементы прямолинейными (рис. 13.38, *a* и рис. 13.38, *б*), либо когда регистрируемый объект с изменяющейся во времени формой и винтообразный (спиральный) резисторный элемент имеют общую ось (рис. 13.38, *в* и рис. 13.38, *г*).

В этих примерах угол  $\gamma_{\rm PД}$  между направлением перемещения элемента объекта ( $x_D$  или  $x_W$ ), взаимодействующего с датчиком, и резистивным элементом датчика не изменяется за время регистрации.



Рис. 13.38. Условные изображения элементов измерительной системы для регистрации волновой *D* и «массовой» *W* (скорости свободной поверхности) скоростей реостатными датчиками при разных сочетаниях форм резистивного элемента и регистрируемого объекта: *a* — прямолинейный резистивный элемент (плоский фронт ударной волны); *б* — прямолинейный резистивный элемент (плоский ударник); *в* — спиральный (винтообразный) резистивный элемент (осесимметричный искривленный фронт ударной волны); *г* — спиральный резистивный элемент (осесимметрично выгибаемый ударник); ИНРД источник напряжения реостатного датчика; Осц — осциллограф; ИП — измеритель-преобразователь

Поэтому при прямолинейном и при спиральном резистивных элементах действительны соотношения:

$$\begin{split} x_D &= l_C / \cos \gamma_{\rm PA} = \left( R_{\rm A_0} - R_{\rm A} \right) / (\cos \gamma_{\rm PA} \cdot \rho_e), \\ x_W &= l_C / \cos \gamma_{\rm PA} = \left( R_{\rm A_0} - R_{\rm A} \right) / (\cos \gamma_{\rm PA} \cdot \rho_e). \end{split}$$

В случае спирального реостатного датчика:

$$\cos \gamma_{\rm PJ} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\pi \cdot d_{\rm I}/H_{\rm I}\right)^2}},$$

где  $d_{\Pi}$  и  $H_{\Pi}$  — диаметр и шаг винтовой линии.

Для регистрации зависимостей  $x_D(t)$  и  $x_W(t)$  требуется непрерывное измерение сопротивления датчика  $R_{\rm Д}$ . Так как выходным устройством измерительной системы является осциллограф, то необходимо устройство, преобразующее сопротивление реостатного датчика в напряжение, подаваемое на вход осциллографа. В качестве измерительно-преобразовательного устройства можно использовать источник напряжения, схема которого показана на рис. 13.22. Однако на рисунках, поясняющих общее функционирование элементов измерительной системы, эту схему отражают более упрощенно и условно, как это показано на рис. 13.38, *а* или даже как на рис. 13.38, *б*.

Непосредственно перед моментом начала взаимодействия регистрируемого объекта с реостатным датчиком на разъем «запуска» ИНРД (обозначенный индексом «ЗАП») подается управляющий электрический импульс, в результате чего «электронный ключ» переходит в проводящее состояние. При этом через датчик на землю начинает протекать ток  $I_{\rm Д} = U_{\rm ПИТ}/(R_i + R_{\rm Д})$ , и в точке схемы ИНРД, подключенный к разъему, обозначенному «Дат-Осц», появляется напряжение (относительно земли)

$$U = U_{\Pi \mu \Gamma} R_{\Pi} / (R_i + R_{\Pi}),$$



Рис. 13.39. Напряжения на выходе измерительно-преобразовательного устройства реостатного датчика

где сопротивление резистора R<sub>i</sub> — внутреннее сопротивление источника напряжения.

> Если постоянная времени разряда накопительной емкости источника напряжения С $(R_i + R_{\Pi} \approx CR_i)$  на порядки превышает время регистрации процесса реостатным датчиком, то с достаточной точностью (обычно до десятых долей процента) можно считать, что в течение времени регистрации напряжение  $U_{\Pi \mu T} = \text{const.}$

> На рис. 13.39 сплошной кривой линией изображена начальная часть одной из возможных зависимостей напряжения от времени U(t), регистрируемая

осциллографом. Момент начала взаимодействия объекта исследования с реостатным датчиком отмечен на осциллограмме точкой «О». До этого момента осциллограмма имеет вид горизонтальной прямой. Эта прямая продолжена нами справа от точки «О» штрихпунктирной прямой. Напряжение U в каждый момент времени необходимо отсчитывать от второй горизонтальной штрихпунктирной прямой линии нулевого значения напряжения U (линии нулевого сигнала). Чтобы получить эту линию на экране осциллографа, производят осциллографирование сигнала U(t) = 0 при  $R_{\pi} = \text{const} = 0$  (например, искусственно замкнув точку А резистивного элемента датчика на землю). Зная разность напряжений  $U_0$  между уровнем нулевого сигнала U(t) = 0 и начальным уровнем сигнала при  $R_{\rm II} = R_{\rm II_0}$ , мы можем при обработке осциллограммы использовать уже не текущее напряжение входного сигнала U = U(t), а величину  $\Delta U$ , показанную на рис. 13.39. Окончательное выражение для перемещения объекта регистрации относительно головной части датчика, соответствующее процедуре прочтения на осциллограмме величин  $\Delta U = \Delta U(t)$  и  $U_0$ , имеет вид:

$$l_C = \frac{R_{\mathcal{I}_0}}{\rho_e} \frac{R_i + R_{\mathcal{I}_0}}{R_i \cdot U_0 / \Delta U + R_{\mathcal{I}_0}}.$$
(13.1)

Наряду с описанной методикой регистрации процессов реостатным датчиком, предложенной В.В.Зюзиным, используются схемы измерителей-преобразователей, запитываемых от источников стабилизированного тока и соответствующие этим схемам способы обработки осциллограмм.

Кроме датчиков трубочного типа используют реостатные датчики других конструкций. Среди них прежде всего отметим бескорпусный датчик для высокоточного, практически безынерционного измерения скорости движения свободной поверхности металлической пластины. При использовании этого датчика роль корпуса, через который осуществляется замыкание резистивного элемента на землю, играет сам исследуемый объект. Резистивным элементом является полоса тончайшей фольги из золота, которая с помощью специального приспособления натягивается под углом (90°- $\gamma_{\rm Pd}$ ) к контролируемой плоскости образца.

Время запаздывания такого реостатного датчика практически равно нулю и он может быть использован для регистрации быстро изменяющихся скоростей движения плоскостей металлических тел —  $dx_W/dt$ .

Среди датчиков, обладающих заметной инерционностью, но очень удобных при изготовлении экспериментальных сборок для исследования, например, ударно-волнового инициирования высокоплотных бризантных ВВ, выделим реостатный датчик ленточного типа (рис. 13.40). Его удобно размещать по плоскостям стыка деталей из ВВ, из которых



Рис. 13.40. Схема реостатного датчика ленточного типа (*a*), его установки в исследуемом образце (б) и результат обработки полученной осциллограммы в сравнении с действительной траекторией инициирующей ударной волны в высокоплотном BB (*в*): 1 — резистивная проволочка; 2 — фольга; 3 — ленточный реостатный датчик; 4 — две половины заряда BB, соприкасающиеся плоскостями; 5 — толстый ударник; 6 — действительная траектория  $x_D(t)$  инициирующей ударной волны; 7 — результат регистрации действительной траектории датчиком с  $\tau_p \neq 0$  ( $x_{SDT}$  — дистанция перехода ударной волны  $D_0$  в детонацию  $D_{\rm YM}$ )

11 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

собирается исследуемый заряд. Корпус датчика выполняется из медной фольги толщиной 0,025 мм, к которой припаивается одним концом манганиновая проволочка диаметром 0,065 мм в эмалевой изоляции. Полоска фольги сгибается и обжимается так, как это показано на рис. 13.40, а. Такие датчики длиной около 80 мм имеют начальное сопротивление 25 Ом. На рис. 13.40, б. показаны схема сборки для регистрации эволюции инициирующей ударной волны в заряде высокоплотного заряда бризантного ВВ при нагружении его толстым ударником и типичный результат такого нагружения (рис. 13.40, в). Реальная зависимость времени запаздывания реостатного датчика  $\tau_{\rm p}$  от давления, которым он обжимается при внешнем воздействии, приводит к тому, что при обработке результатов осциллографирования фронта нестационарной инициирующей ударной волны получается траектория  $X_D(t)$ , отличающаяся от действительной траектории  $X_{Di}(t)$ , которую мог бы зарегистрировать идеальный датчик. Это объясняется тем, что на начальной стадии процесса, когда давление на датчик составляет единицы ГПа, значение тр существенно больше, чем на заключительной стадии процесса эволюции ударной волны, когда давления продуктов детонации на датчик достигают 10...30 ГПа. Но, несмотря на погрешности в результате использования реостатного датчика, мы можем получить правильные качественные представления об эволюции инициирующей волны и даже получить количественные оценки дистанции перехода слабой ударной волны с начальной скоростью  $D_0$ в детонационную волну со скоростью Дуж.

**13.3.3.** Датчики и измерители-преобразователи пьезорезистивных методик измерения давления. Пьезорезистивные измерительные преобразователи включают в себя собственно пьезорезистивные датчики, сопротивление которых изменяется под действием давления в среде, их окружающей, и электрические схемы, преобразующие изменения сопротивления датчиков в соответствующие изменения. Эти изменения напряжения воспринимаются уже регистрирующими устройствами измерительной системы. Достаточно часто устройства с измерительно-преобразовательными электрическими схемами называют источниками питания датчиков давления или измерительно-преобразовательными.

Принцип действия пьезорезистивных датчиков давления основан на сочетании существенной зависимости электрического сопротивления некоторых материалов от механического напряжения (давления) и пренебрежимо малой зависимости их сопротивления от температуры. Наиболее известными материалами, обладающими таким свойством, являются манганин, константан, иттербий, сера, углерод и композиции на основе углерода. В настоящее время непрерывная регистрация давления осуществляется в основном с использованием манганиновых и углеродистых датчиков.

Базовым элементом манганинового датчика давления является проводник из манганина — сплава марганца, никеля и меди с содержанием 10...12 % Мп и 3...4 % Ni. Как правило, в научных лабораториях разрабатывают оригинальное оборудование и технологии изготовления манганиновых датчиков из проволочек диаметром 30...50 мкм или фольги толщиной 10...30 мкм. При этом стремятся к уменьшению поверхности, занимаемой чувствительным элементом датчика (для уменьшения искажающего влияния непараллельности фронта ударной волны и плоскости размещения этого элемента, а также влияния искривленности фронта этой волны), и увеличению его начального сопротивления (для усиления электрического отклика системы измерения на давление, действующее на датчик). На рис. 13.41 показана одна из достаточно распространенных разновидностей манганинового датчика. Чувствительный элемент этого датчика сделан из манганиновой фольги методом фотолитографии и расположен на площади 4...20 мм в зависимости от типоразмера датчика. Электрические выводы (токоотводы) датчиков из медной фольги присоединяются к манганиновой фольге часто точечной сваркой. Пространство в окрестности плоскости расположения зигзагообразных лент манганиновой фольги заполнено мягким изоляционным материалом таким образом, чтобы отсутствовали даже мельчайшие пузырьки, схлопывание которых при ударно-волновом воздействии на датчик вызовет искажение его формы и вследствие этого вызовет дополнительное изменение сопротивления



Рис. 13.41. Металлические элементы «зигзагообразного» манганинового датчика на пластиковой подложке и поперечный разрез чувствительного элемента датчика, установленного в исследуемый образец для измерения давления ударной волны в металле: 1 — манганиновая фольга; 2 — электрические выводы (тоководы) из медной фольги; 3 — пленка мягкого изоляционного материала; 4 — металлические детали исследуемого образца, сопрягаемые по плоским поверхностям, которые подвергнуты тонкому шлифованию (размеры в миллиметрах)

датчика, не связанное непосредственно с измеряемым давлением. Такое проявление деформации материала чувствительного элемента датчика называют тензоэффектом. Начальное сопротивление датчиков  $R_{Д_0}$ , аналогичных показанному на рис. 13.41, составляет 10...50 Ом.

Рисунок 13.42 дает представление о некоторых разновидностях манганиновых датчиков и способах их установки в экспериментальных устройствах. Чувствительный элемент каждого датчика движется вместе с частицами среды (в которой измеряется давление), примыкающими к плоскости его расположения и имеющими постоянную заданную лагранжеву координату. Поэтому манганиновые датчики относят к лагранжевым датчикам. Чувствительные элементы датчиков располагают относительно фронта ударной волны, распространяющейся в контролируемой среде, так, чтобы все его точки (элементы) вовлекались в сжатое состояние синхронно.

Время жизни манганинового датчика, т.е. время от прихода на чувствительный элемент фронта регистрируемой ударной волны до момента обрыва электрического контакта чувствительного элемента (или выводов от чувствительного элемента) с электрической цепью измерительно-преобразовательного устройства, обычно не превышает несколь-



Рис. 13.42. Разновидности исполнения манганиновых датчиков и заделки их в исследуемые материалы: 1 — чувствительный элемент датчика; 2 — электрические выводы датчика (тоководы); 3 — детали, достаточно большая электропроводность которых вызывает необходимость применения электрической изоляции чувствительных элементов и тоководов высокоомных датчиков; 3<sub>н</sub> детали из электроизоляционного исследуемого материала; 3<sub>нэ</sub> — детали, достаточно высокая электропроводность которых и отсутствие изоляционных пленок приводят к необходимости использования специальных, «четырехточечных» низкоомных манганиновых датчиков; 4 — изоляционная пленка; D — направление распространения ударной волны

ких микросекунд при давлениях ударно-волнового сжатия, равных единицам ГПа. При давлениях около десяти и более ГПа время жизни датчика часто составляет несколько десятых долей микросекунды.

Пьезорезистивные углеродистые датчики давления, появились с задержкой ориентировочно в пять лет относительно манганиновых датчиков. Их появление вызвано, главным образом, необходимостью увеличения времени жизни датчиков, регистрирующих давление в сравнительно длительных взрывных процессах и особенно в процессах, протекающих в неплоскосимметричных потоках сугубо гетерогенных сред. Прототипом современных углеродистых датчиков давления (рис. 13.43, *a*), используемых в исследованиях по проблемам детонации неидеальных ВВ и взрывных устройств пониженного риска при внешних механических и тепловых воздействиях, являются радиотехнические резисторы корпорации Allen Bradley номинальной



Рис. 13.43. Пьезорезистивный углеродистый датчик давления на основе коммерческого резистора фирмы «Allen Bradley» (а) и углеродистые резисторы с сопротивлением 470 Ом, которые можно использовать как датчики давления; коммерческий резистор «Allen Bradley» с номинальной мощностью рассеяния 0,125 Вт (б); отечественный резистор ТВО с номинальной мощностью рассеяния 0,125 Вт (в); коммерческий резистор фирмы «Xicon» с номинальной мощностью рассеяния 0,25 Вт (г): 1 — пьезочувствительный углеродсодержащий композит; 2 — изоляционная оболочка; 3 — проводник электрического вывода; 4 — коррозионно-стойкое покрытие; 5 — политетрафторэтиленовое покрытие; 6 — наружное покрытие (размеры приведены в миллиметрах)
мощностью 0,125 Вт (рис. 13.43, б). Внешним образом проявляемая доработка радиотехнических деталей заключается в удлинении выводов от чувствительного элемента датчика и нанесении внешнего покрытия, предотвращающего шунтирование чувствительного углеродистого элемента датчика исследуемой средой с высокой электрической проводимостью. Как правило, номинальное начальное сопротивление таких датчиков давления  $R_{\rm Д_0} = 470$  Ом. Заменителями таких датчиков могут быть радиотехнические отечественные углеродистые резисторы объемного типа ТВО с номинальными параметрами 470 Ом и 0,125 Вт (рис. 13.43, в), а также резисторы дистрибьютера «Xicon» с тем же номинальным сопротивлением, но мощностью 0,25 Вт (рис. 13.43, г). Номинальная мощность рассеяния отечественных резисторов приводится для температуры 90°С. Столь большие номинальные параметры, на порядок и больше превышающие значения, характерные для манганиновых датчиков, позволяют подключить углеродистые датчики к осциллографам через измерительно-преобразовательные устройства (источники питания), предельно простые в отношении изготовления и эксплуатации. При необходимости размещения углеродистых резисторов в высокоплотной среде перед их установкой в соответствующих деталях из исследуемой среды формируют тем или иным способом полости соответственно форме и размеру датчика. В последнее время наряду с углеродистыми резисторными датчиками используют датчики, чувствительный элемент которых представляет собой углеродистую фольгу. Такие фольговые углеродистые датчики по внешнему виду напоминают манганиновый датчик, показанный на рис. 13.41.

Зависимости сопротивления чувствительных элементов датчиков от давления, действующего на них, аппроксимируют формулами, приведенными ниже.

При ударно-волновом нагружении манганина до давлений 50 ГПа

$$p = 356, 2(\Delta R/R_{\Pi_0}) + 42, 7(\Delta R/R_{\Pi_0})^2; \quad \Delta R = R_{\Pi} - R_{\Pi_0},$$

где давление измеряется в ГПа.

При статическом сжатии коэффициент пъезочувствительности или «пьезомодуль»  $K_p = \Delta R/(R_{\Lambda_0} \cdot p)$  больше, чем при динамическом нагружении. Так, в диапазоне статических давлений 0,5...9,0 ГПа  $K_p = 0,028$  ГПа<sup>-1</sup>, а при динамическом сжатии до давлений 0,1...2,5 ГПа  $K_p = 0,0241...0,0238$  ГПа<sup>-1</sup>.

При измерениях давлений с помощью углеродистых датчиков Allen Bradley с  $R_{\rm Д_0} = 470$  Ом используют аппроксимирующую зависимость

$$p = 7,001 - 4,345 \,\overline{R} + 0,364/\overline{R} - 8,4 \exp(-\overline{R}) + p^*; \quad \overline{R} = R_{\mathrm{II}}/R_{\mathrm{II}_{0}}.$$

График этой зависимости показан на рис. 13.44. В области высоких давлений (несколько ГПа) принимают  $p^* = 0$ , а при низких давлениях  $p^* = 0,07018$  ГПа.



Рис. 13.44. Изменения сопротивлений пъезорезистивных датчиков и углеродистых резисторов в области больших (*a*) и малых (*б*) давлений: 1 — манганиновый датчик; 2 — датчики «Allen Bradley» (два варианта аппроксимирующих зависимостей); 3 — резисторы «Xicon»; 4 — резисторы «Xicon» и «Allen Bradley» (статическая тарировка); 5 — резисторы ТВО (статическая тарировка)

Углеродистые резисторы Xicon с номинальным сопротивлением  $R_{\rm Д_0}=470$  Ом и номинальной мощностью рассеяния 0,25 Вт при давлениях, не превышающих 1 ГПа, имеют тарировочную зависимость, близкую к резисторам Allen Bradley (см. рис.13.44). Отечественные резисторы TBO менее всего подвержены влиянию давления. При малых скоростях нарастания давления ударного сжатия  $\sim 10^{12}~{\rm Пa/c}=10^{-3}~{\rm ГПa}/{\rm мкc}$  их коэффициент пьезочувствительности  $K_p=-0,19~{\rm ГПa}^{-1}.$ 

Большим недостатком, свойственным пьезорезистивным датчикам, является гистерезис, т. е. запаздывание изменения сопротивления датчика от изменения действующего на него давления. Наглядно гистерезис проявляется в том, что при изменении во времени давления стадии нарастания давления соответствует одна зависимость  $R_{\rm A}(p)$ , изображенная сплошной линией, а стадии снижения давления — другая зависимость  $R_{\rm A}(P)$ , изображенная штриховой линией на рис. 13.45. Остаточное изменение сопротивления  $\Delta R_{\rm OCT}$  и время его релаксации к нулю зависит от истории изменения давления. Гистерезис манганиновых датчиков может привести к погрешностям измерения давления



Рис. 13.45. Изменение во времени давления (*a*) и проявление эффекта гистерезиса у углеродистых (*б*) и манганиновых (*в*) пьезорезистивных датчиков

(на стадии его уменьшения), достигающим 3%. Это значение считается достаточно малым, так как используемые тарировочные зависимости аппроксимируют экспериментальные данные практически с такой же погрешностью — 5%. У углеродистых датчиков давления эффект гистерезиса выражен уже достаточно сильно, и его необходимо учитывать при анализе результатов измерения импульсных давлений.

В измерительных системах, предназначенных для регистрации быстроизменяющихся давлений, конечным устройством вывода информации является осциллограф. Поэтому пьезорезистивный датчик надо подключать к устройству, преобразующему мгновенное значение его сопротивления в соответствующее напряжение, подаваемое на вход осциллографа. Эти измерительно-преобразовательные устройства часто называют источниками напряжения или источниками тока для пьезорезистивных датчиков. Наиболее простыми являются измерители-преобразователи для углеродистых датчиков, так как их большие начальное сопротивление и мощность рассеяния теплоты допускают практически неограниченное время пропускания тока, достаточно сильного для появления хорошо заметного выходного сигнала.

Показанная на рис. 13.46, а простейшая схема измерителя-преобразователя, наиболее удобна при измерениях углеродистыми датчиками высоких давлений. Для того, чтобы в электрической схеме в качестве источника напряжения можно было использовать «бытовые» батарейки гальванических элементов или аккумуляторы с емкостью около 1 А·час и менее с напряжением около 10 В, а напряжение  $U_{\rm AB}$  на стадии регистрации сигнала от импульса давления, отображенное штриховым участком графика, отличалось от постоянного уровня E пренебрежимо мало, в схему включают конденсатор. Его емкость C выбирают в зависимости от того, какое значение  $\Delta R_{\rm A}$  ожидается.

Если емкость C достаточно велика для поддержания в течение времени изменения давления  $(t_{\rm H\Pi P} - t_{\rm K\Pi P})$  постоянной разности потенциалов E между точками A и B, т.е.  $U_{\rm AB} = E$ , то изменение выходного напряжения  $\Delta U_{\rm BbIX}$  связано с изменением сопротивления датчика  $\Delta R_{\rm A}$ , обусловленного действующим давлением p(t), соотношением

$$\Delta U_{\rm BbIX} = E \frac{\overline{R}_1 \Delta R_{\rm A} / R_{\rm A_0}}{\left(1 + \overline{R}_1\right) \left(1 + \overline{R}_1 - \Delta R_{\rm A} / R_{\rm A_0}\right)}; \quad \overline{R}_1 = R_1 / R_{\rm A_0}$$

Справа от электрической схемы на рис. 13.46, а показаны графики напряжений в точках A и 1 относительно заземленной точки B. Каждый из этих графиков появляется на экране как изображение сигнала на одном из двух каналов осциллографа. При этом время полной регистрации (время полной развертки), определяемое длиной экрана, обозначено  $t_{\rm PEF}$ , а горизонтальная штрихпунктирная прямая изображает максимальный уровень напряжения на входе осциллографа  $U_{\rm OCH}^*$ , соответствующий верхней границе экрана осциллографа. По мере уменьшения амплитуды измеряемых импульсов давлений уменьшается и амплитудное значение отклонения луча записи напряжения  $\Delta U_{\rm BbIX}$ . При этом начальное положение луча записи напряжения  $U_{\rm BbIX}$  остается неизменным и определяется напряжением  $U_{10}$ . Ослабление сигнала  $\Delta U_{\rm BbIX}$ , подаваемого на вход осциллографа, можно компенсировать повышением коэффициента усиления входного усилителя осциллографа или усилителя вертикального отклонения луча. Но возможности такой компенсации ограничены. Действительно, если мы усилим отклонение луча в вертикальном направлении более, чем в три раза, то это вызовет, как можно увидеть на рис. 13.46, *a*, одновременно с увеличением  $\Delta U_{\rm BbIX}$  подъем начальной части графика  $U_{\rm BbIX} = U_{10}$  за пределы верхней границы экрана осциллографа. При этом по изображению на экране уже нельзя будет определить значение  $\Delta U_{\rm BbIX}$ .

Для того чтобы избавиться от постоянной составляющей выходного напряжения  $U_{10}$  и тем самым расширить возможности усиления вертикального отклонения луча, что необходимо при слабых сигналах  $\Delta U_{\rm BbIX}$ , связанных со слабыми измеряемыми давлениями и малыми



Рис. 13.46. Схемы включения пьезорезистивных высокоомных датчиков в измерительно-преобразовательные цепи и осциллограммы напряжений в точках этих цепей: *a* — схема делителя напряжения; *б* — измерительная мостовая схема Уитстона (внутреннее сопротивление источника напряжения пренебрежимо мало по сравнению с (*R*<sub>1</sub> + *R*<sub>Д</sub>))

изменениями сопротивления датчика  $\Delta R_{\rm A}$ , применяют схему, показанную на рис. 13.46, б. В этой схеме датчик давления с сопротивлением  $R_{\rm A}(t)$  входит в состав измерительного моста Уитстона, образованного сопротивлениями  $R_{\rm A}(t)$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ .

Если постоянные сопротивления  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  взять такими, что  $R_1 = R_2$ , а  $R_3 = R_{\Lambda_0}$ , то до тех пор, пока p = 0 и  $R_{\Lambda}(t) = R_{\Lambda_0}$  — напряжение точки 2 относительно заземленной точки 1 остается равным нулю. Когда же под действием давления сопротивление датчика изменится на величину  $\Delta R_{\Lambda} = R_{\Lambda_0} - R_{\Lambda}(t)$ , то напряжение, регистрируемое на экране осциллографа, станет равным  $\Delta U_{\rm BbIX}$ . При малых изменениях сопротивления датчика  $\Delta R_{\Lambda}/R_{\Lambda_0} \sim 0, 1$  напряжение  $U_{\rm AB}$  практически не изменяется и остается равным E. При этом в случае  $R_1 = R_2 = R_3 = R_{\Lambda_0}$  имеем

$$\Delta U_{\rm BMX} = \frac{E}{4} \frac{\Delta R_{\rm II}/R_{\rm II_0}}{1 - \Delta R_{\rm II_0}/2R_{\rm II_0}}$$

Электрический отклик  $\Delta U_{\rm BbIX}$  на изменение сопротивления датчика  $\Delta R_{\rm Д}$  или на измеряемое давление при  $R_1 = R_2$  и  $R_3 = R_{\rm Д_0}$  получается наибольшим при  $R_1/R_{\rm Q_0} = 1$ .

Сопротивление каждого из датчиков давления отличается от номинального значения на некоторую малую величину, значение которой случайно. Поэтому для того, чтобы выполнялось условие  $R_1 = R_2 = R_3 = R_{D_0}$  и можно было пользоваться приведенной простейшей формулой, связывающей  $\Delta U_{\rm BbIX}$  с  $\Delta R_{D_0}$ , каждое из сопротивлений  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  (кроме датчика) получают в результате последовательного соединения двух резисторов. Один из двух последовательно соединенных резисторов является настроечным, а его сопротивление подгоняется в соответствии с тем случайным значением, которое приняло отклонение от номинала сопротивления датчика давления, подготовленного к эксперименту. Использование таких мостов измерительных сопротивлений очень неудобно при подготовке и при проведении экспериментов.

Поэтому на практике применяют более простые измерительные мосты с одним сопротивлением, настраиваемым непосредственно перед экспериментом с измерением давления, таким образом, чтобы напряжение между точками 1 и 2 было равно нулю (рис. 13.47, *a*). Обозначения точек на рис. 13.47, *a* те же, что и на рис. 13.46, *б*. Процедура снижения выходного напряжения на измерительном мосте до нуля при начальном сопротивлении датчика  $R_{\rm Д_0}$  с помощью подстройки сопротивления  $R_3$  называется балансировкой моста. Условие нахождения моста в сбалансированном состоянии:

$$R_{\Pi_0}/R_1 = R_3/R_2.$$

В случае произвольных значений  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$ , удовлетворяющих условию балансировки, также можно получить аналитическое выражение для функции  $\Delta U_{\rm BbIX} = U_{\rm BbIX} = U_{\rm BbIX} (\Delta R_{\rm A})$ . На практике этим



Рис. 13.47. Упрощенное (*a*) и условное (*б*) изображения измерительных преобразователей или импульсных источников тока для манганиновых датчиков давления; РЗ — ручной запуск

выражением обычно не пользуются, отдавая предпочтение иной процедуре построения зависимости  $\Delta U_{\rm BbIX}$  от  $\Delta R_{\rm Д}$ , которую мы назовем тарировочной зависимостью мостовой схемы. Тарировочные зависимости мостовой схемы для конкретного сбалансированного измерительного моста с известным действительным (а не просто номинальным) значением  $R_{\rm Д_0}$  и фиксированным током от источника тока строятся следующим образом.

Вместо датчика давления с сопротивлением  $R_{\rm A_0}$  к точкам 1 и В на схеме моста (на рис. 13.47, *а* или, что то же самое, на рис. 13.46, *б*) поочередно подключают прецизионные резисторы с различными номиналами  $R_{\rm TA}$ . Допуск на отклонения сопротивлений от номинального значения для прецизионных сравнительно низкоомных резисторов составляет обычно десятые доли процента против 5...20% у обычных резисторов. Для каждого значения  $R_{\rm TA}$  измеряется выходное напряжение  $U_{\rm BbIX}$  (для предварительно сбалансированного моста оно же и является  $\Delta U_{\rm BbIX}$ ), а затем с использованием таким образом экспериментально полученного множества точек ( $R_{\rm TA}$ ;  $\Delta U_{\rm BbIX}$ ) строится тарировочная зависимость  $\Delta U_{\rm BbIX} = \Delta U_{\rm T}(R_{\rm TA})$ . Так как мост был сбалансирован при  $R_{\rm TA} = R_{\rm A_0}$ , то последняя зависимость элементарно перестраивается в зависимость:

$$\Delta U_{\rm BbIX} = \Delta U_{\rm BbIX}(\Delta R_{\rm A}),$$

которая и используется при нахождении  $\Delta R_{\rm A}$  по значению  $\Delta U_{\rm BbIX}$ , замеренному в эксперименте при регистрации давления, действовавшего на датчик.

Манганиновые датчики давления, имеющие начальное сопротивление  $R_{\text{Д}_0} = 10...50$  Ом, также соединяют с осциллографом через измерительно-преобразовательную электрическую схему с измерительным мостом, но подключаемым к импульсному источнику стабилизированного тока  $I_0$ , действующего в течение обычно 100 мкс (рис. 13.47). Эти меры обусловлены очень низкой чувствительностью манганинового датчика к давлению, которая делает необходимым для получения выходных сигналов достаточного напряжения  $\Delta U_{\text{BbIX}}$  использование токов  $I_0$ 

силой порядка 10 А, а также очень малой мощностью рассеяния манганинового датчика, способной привести к превышению допустимого разогрева датчика при длительном пропускании тока. Чрезмерно сильный разогрев может вызвать температурное изменение сопротивления датчика и даже его перегорание. Возможность такого перегрева могла бы возникнуть на стадии балансировки моста как следствие многократного пропускания через манганиновый датчик импульсов тока очень большой продолжительности.

При разработке схем сложных экспериментов, в которых измерение давления манганиновым датчиком является лишь одним из элементов некоторого, иногда сложного, алгоритма, измеритель-преобразователь и импульсный источник тока манганинового датчика изображают условно, как на рис. 13.47, *a* (или даже как на рис. 13.47, *b*). Подключение импульсного источника стабилизированного тока к измерительному мосту Уитстона в измерителе-преобразователе осуществляется по команде либо путем подачи управляющего электрического импульса на разъем, обозначенный на рис. 13.47, *b* «Зап», либо нажатием кнопки «Ручной запуск» (РЗ).

Эти условные упрощенные изображения обозначаются как «измерители-преобразователи манганинового датчика» (ИПМД), или «источники тока манганинового датчика» (ИТМД).

На рис. 13.47, *а* под изображением ИПМД показаны манганиновый пьезорезистивный датчик давления и магазин сопротивлений устройство, которое для внешней электрической цепи играет роль набора прецизионных резисторов с очень широким диапазоном варьирования их номиналов. Датчики подключаются к разъему «Дат» ИПМД при подготовке и при проведении эксперимента, а магазин сопротивлений — при построении тарировочной зависимости  $\Delta U_{\rm BMX} = \Delta U_{\rm T}(R_{\rm TД})$ , которая необходима для построения конечной тарировочной зависимости в виде  $\Delta U_{\rm BMX} = \Delta U_{\rm BMX} (\Delta R_{\rm II})$ .

На рисунках 13.48–13.50 приведены примеры, иллюстрирующие возможности получения информации о динамике давления в средах с помощью манганиновых и углеродистых датчиков.

При плоскосимметричном соударении пластины из ПММА (полиметилметакрилат, или оргстекло, или плексиглас) с менее толстой пластиной из того же материала, прилегающей к очень толстому слою пенопласта (рис. 13.48, a), динамическая сжимаемость которого в несколько раз больше, чем у ПММА, давление на поверхности мишени изменяется практически так, как это показано штриховой линией на рис. 13.48, b. Сначала наблюдается скачкообразный подъем давления до 2 ГПа, затем через 2 мкс давление очень быстро, но не скачкообразно, падает до 0,5 ГПа и после небольшой выдержки также очень быстро снижается окончательно до нулевого значения. При современном уровне исследований в области техники взрыва и удара можно считать, что запись, сделанная с помощью манганинового датчика, удовлетворительно воспроизводит основную часть импуль-



Рис. 13.48. Схема эксперимента (*a*) и результаты определения давления на плоскости соударения ударника и мишени (*б*): 1 — ударник (пластина ПММА толщиной 10 мм); 2 — место расположения чувствительного элемента датчика давления; 3 — мишень (пластина ПММА); 4 — толстый слой пенопласта; 5 — результат расчета с использованием гидродинамической модели ПММА; 6 — результат эксперимента с использованием манганинового датчика с плоским зигзагообразным чувствительным элементом из фольги; 7 — результат эксперимента с использованием канганинового датчика с плоским зигзагообразным чувствительным элементом из фольги; 7 — результат эксперимента с использованием углеродистого датчика «Allen Bradley»

са давления, реализуемого на поверхности мишени, за исключением конечного спада давления до нуля. Причиной явной погрешности записи давления после четвертой микросекунды является гистерезис манганина и тензоэффект. Углеродистый датчик позволяет достаточно удовлетворительно зарегистрировать амплитуду импульса давления, но недопустимым образом искажает форму импульса при очень быстром спаде давления в его хвостовой части. Следует заметить, что разносторонне грамотному экспериментатору достаточно и такой, искаженной формы хвостовой части сигнала 7 (на рис. 13.48, 6), чтобы получить представление об особенностях хвостовой части реализуемого импульса давления (кривая 5).

Один из методов экспериментального исследования динамики разложения ВВ при ударно-волновом сжатии связан с измерением давления на поверхности раздела исследуемого энергетического материала с одним из дисков эталонного материала (с известной ударной адиабатой), например, фторопласта (рис. 13.49). На рис. 13.49, б показана регистрация давления манганиновым датчиком в центре нижнего торца фторопластового диска 6, прижатого к плоскости тонкого слоя исследуемого ВВ, реакция в котором инициируется ударной волной. Это волна создается плоскосимметричным нагружением сборки с ВВ ударником диаметром 50 мм. Начальная часть записи от 0 до точки 8 с минимальной погрешностью воспроизводит действительное изменение давления на контрольной плоскости, в которой лежит чувствительный элемент датчика. На стадии регистрации медленного спада давления от точки 8 до точки 9, строго говоря, надо учитывать возможность проявления «гистерезиса манганина», хотя из-за малой скорости падения давления он, по-видимому, проявляется слабо. Заключительная стадия регистрации после третьей микросекунды записи давления происходит



Рис. 13.49. Схема эксперимента (а) и результат измерения давления на поверхности тонкого слоя прессованного флегматизированного ТЭНа, нагружаемого ударной волной со ступенчатым начальным импульсом (б): 1 — дюралюминиевый ударник; 2 — дюралюминиевый стакан; 3 — диск фторопласта толщиной около 5 мм; 4 — исследуемый заряд ВВ (прессованный флегматизированный ТЭН); 5 — чувствительный элемент манганинового датчика (плоской зигзагообразной формы); 6 — толстый диск фторопласта; 7 — точка начала газодинамического проявления разложения ВВ; 8 — точка появления спада давления из-за начала замедления реакции разложения ВВ; 9 — точка начала сильного проявления боковой волны разгрузки, приводящей к растягиванию датчика давления в радиальном направлении (точка начала проявления тензоэффекта)

при сильном влиянии боковых волн разрежения (разгрузки), которые с задержкой приблизительно в 3 мкс после фронта ударной волны приходят на чувствительный элемент манганинового датчика и вызывают не только снижение давления в среде, но и ее интенсивное движение в радиальном направлении. Это движение приводит к растягиванию (удлинению) манганинового зигзагообразного проводника датчика и вследствие этого к увеличению сопротивления датчика «деформационного происхождения», которое во все более возрастающей степени начинает превышать изменение сопротивления от падения давления. Поэтому запись сигнала после точки 9 дает ложное представление о динамике давления. Восстановить действительную информацию на этой стадии можно, используя лишь специальные технические меры (дополнительные датчики из материалов, с другими пьезорезистивными и тензорезистивными характеристиками). В нашей книге эти известные и применяемые технические решения не рассматриваются.

На начальном этапе исследования некоторых сложных процессов часто жертвуют точностью измерения и используют вместо манганиновых датчиков давления углеродистые датчики. Так, возможности исследования эволюции взрывного процесса в гранулированном высокопористом заряде смесевого ВВ в прочной стальной оболочке под действием внедряющейся кумулятивной струи (рис. 13.50, *a*) с помощью манганиновых датчиков очень малы. Это связано с чрезмерно сильным влиянием тензоэффекта на регистрацию давления и очень коротким временем жизни манганинового датчика. Регистрация сигналов (рис. 13.50) с помощью углеродистых датчиков, несмотря на ожидае-



Рис. 13.50. Схема сборки (а) и выходные сигналы на измерителях-преобразователях углеродистых резисторов «Хісоп» (б): 1 — медная струя диаметром ~ 0,3 мм и длиной ~ 30 мм от микрокумулятивного заряда, движущаяся со скоростью около 1 км/с; 2 — стальной корпус; 3 — заряд ВВ на основе смеси аммиачной селитры и алюминия с сахарной пудрой плотностью 0,75 г/см<sup>3</sup>; 4 — «головной» датчик давления (углеродистый резистор «Хісоп»); 5 — «хвостовой» датчик давления (резистор «Хісоп»); 6 — сигнал с «головного» датчика; 7 сигнал с «хвостового» датчика

мые (предполагаемые) искажения, дает информацию, очень полезную для начала исследований. Из-за сильной нелинейности зависимости  $\Delta R_{\Pi}(p)$  результаты регистрации для наглядности приведены в виде зависимости  $\Delta U_{\rm BMX}(t)$ , а не p(t). Заметим, что значение давлений 3 ГПа и 7 ГПа удовлетворительно согласуются с расчетными значениями давления на фронте детонационной волны в исследуемом ВВ и давления, возникающего при отражении детонационной волны от латунной пробки, расположенной в 20 мм за углеродистым резистором 5 (на рис. 13.50, б). Осциллограмма 7, получаемая с помощью датчика 5, находящегося с области существования больших скачков давления, обнаруживает важную особенность высокочувствительных датчиков, сопротивление которых снижается под действием давления. Эта особенность проявляется в осцилляциях напряжения на выходе измерителя-преобразователя, подключаемого к входу осциллографа, которые возникают в результате резкого, скачкообразного падения сопротивления датчика под влиянием скачка давления. Эти осцилляции быстро затухают. Однако в случае регистрации импульсов давления с быстрым его спадом за ударным фронтом наличие осцилляций затрудняет восстановление амплитудных значений давления. Эти осцилляции можно сглаживать, применяя элементы частотной коррекции передаточных линий в системе измерения.

Искажения при регистрации динамики давления, обусловленные запаздыванием изменения проводимости манганина относительно изменения его напряженно-деформированного состояния и чувствительностью ее к сдвиговым деформациям в манганине, непосредственно не связаны со свойствами среды, в которую помещен датчик. Наряду с такими искажениями «внутреннего происхождения» при регистрации динамики давления проявляются искажения газодинамической природы, обусловленные различием сжимаемости материалов датчика и контролируемой среды. В результате этого различия динамических сжимаемостей возникает газодинамический процесс, в ходе которого давление в материале датчика сравнивается с тем давлением, которое подлежит регистрации, не мгновенно, а в течение какого-то промежутка времени.

Так, на рис. 13.48 штриховой линией показано, что в отсутствие какого-либо датчика на поверхности мишени из ПММА давление в результате появления контакта с ударником из того же материала изменяется от нуля до 2 ГПа практически мгновенно (и затем поддерживается строго на этом уровне в течение некоторого времени). А измерительная система с плоским зигзагообразным чувствительным элементом из манганиновой фольги на этой же поверхности дает информацию о «пульсирующем» характере нарастания давления от 0 до 2 ГПа ориентировочно в течение 0,5 мкс. Простейший анализ газодинамического процесса в окрестности чувствительного элемента из фольги толщиной  $\delta_{\rm Z}$ , выполненный методом диаграмм «давление-массовая скорость» и «время-лагранжева координата» и дающий представление о действительной динамике давления в чувствительном элементе датчика, проиллюстрирован на рис. 13.51. При этом датчик рассматривается условно как сплошная фольга — пластинка толщиной  $\delta_{\pi}$  из материала, динамический импеданс которого существенно больше, чем у ПММА, из которого сделаны ударник и пластина мишени. Динамический импеданс материала изоляции на манганиновой фольге практически такой же, как у ПММА, и ее влияние на процесс сжатия манганина пренебрежимо мало для рассматриваемой схемы эксперимента.

Для удобства анализа результатов принято, что ударник налетает на мишень снизу и в момент времени, соответствующий точке 1 (на рис. 13.51, б), ударник входит в контакт с нижней плоскостью манганиновой фольги, создавая ударные начальные волны. На рис. 13.51, а показано изменение давления на нижней плоскости фольги (Н), на верхней плоскости фольги (В), контактирующей с мишенью, и на средней плоскости фольги (С). Точки 1, 3, 5, 7, ... и 2, 4, 6, ... на этих графиках давлений p(t) соответствуют одноименным точкам на (p-u)-диаграмме (рис. 13.51, в), с помощью которой находятся характерные значения давлений, используемые для построения зависимостей p(t). Утолщенными линиями показаны (*p*-*u*)-диаграммы ударных волн, волн сжатия и разгрузки в ПММА (W — скорость ударника), тонкими линиями — (*p*-*u*)-диаграммы ударной волны, волн разрежения и сжатия в манганине. Утолщенной линией на рис. 13.51, а показано как изменяется давление на срединной плоскости в манганиновой фольге. По мере приближения контрольной промежуточной плоскости в фольге к верхней ее плоскости происходит вырождение этой «срединной зависимо-



Рис. 13.51. Релаксация давления в слоях манганиновой фольги до уровня давления на поверхности контакта ударника и мишени: *а* — давление в нижнем (Н), верхнем (В) и среднем (С) слое фольги; *б* — диаграмма движения фронтов волн по толщине фольги; *в* — диаграмма параметров состояния движения

сти» в нижний график p(t) за счет сокращения и затем исчезновения верхних полок давления. Штриховой линией показан график давления, который наблюдался бы при соударении ударника и мишени при отсутствии манганиновой фольги на мишени. На основании рис. 13.51, *а* мы можем сделать заключение, что только после 3...5 пульсаций давления (двойных волнопробегов по толщине фольги, т.е. пробегов волны от нижней плоскости к верхней, а затем от верхней к нижней) давление в манганине практически сравняется с тем давлением, которое было бы на исследуемой (контролируемой) поверхности среды при отсутствии там датчика.

Пульсирующий характер изменения давления в манганиновой фольге и дополнительное влияние на отображение электрической информации ограниченной полосы пропускания усилителя осциллографа являются основной причиной того, что в действительности ступенчатое скачкообразное нарастание давления отражается на экране осциллографа так, как это видно на рис. 13.48, *б*. Используя тот же метод анализа, можно показать, что при спаде давления, вызванном приходом на плоскость расположения чувствительного элемента датчика волны разрежения, осредненное по толщине фольги давление в манганине несколько меньше, чем то, что существовало бы в более сжимаемом материале ударника и мишени на этой плоскости в отсутствие датчика.

При измерениях давления в средах, динамическая сжимаемость которых меньше, чем у изоляции чувствительного элемента датчика, несовпадение давления в манганине с измеряемым давлением в среде определяется, как правило, волновыми процессами в изоляции. Это связано с тем, что манганиновая фольга чувствительного элемента датчика во много раз тоньше прокладки, которую образует двухсторонняя изоляция датчика, а скорость звука в манганине достаточно высокая. Поэтому давление в манганине выравнивается с давлением в изоляции намного быстрее, чем давление в изоляции сравняется с давлением в контролируемой среде.

На рис. 13.52 представлены результаты рассмотрения начальной стадии взаимодействия со скоростью W пластины-ударника с мишенью из того же материала, экранированной прокладкой толщиной  $\delta$ , и с открытой неэкранированной мишенью. Эта прокладка является моделью двух слоев изоляции, между которыми расположена очень тонкая манганиновая фольга, влиянием которой на волновые процессы мы для упрощения пренебрегаем. Динамическая сжимаемость изоляции датчика больше, чем у мишени.

Следует заметить следующее. В случае соударения со скоростью  $W_y$  двух тел, одно из которых называется ударником, а другое — мишенью, и в случае набегания на поверхность контакта этих тел, предварительно приведенных в соприкосновение безударным образом, ударной волны с давлением на фронте  $p_{SW}$  временные профили давления получаются одинаковыми. Эта особенность наблюдается, если ударник и мишень являются достаточно толстыми, а за фронтом набегающей волны не происходит спад давления. Совпадающие временные профили давления давления на поверхности контакта этих двух тел изображены штриховой линией. Соответственно одинаковыми получаются и траектории движения фронтов ударных волн в изоляционной прокладке и параметры состояния движения, соответствующие точкам (p-u)-диаграммы 1, 2, 3 и т.д., которые возникают за ударными фронтами, траектории которых обозначены 1-2, 2-3, 3-4... на (t-h)-диаграмме.

Сопоставив на рис. 13.52, *а* одноступенчатую форму зависимости от времени давления на начальной стадии взаимодействия ударника и мишени в отсутствие датчика (показана штриховой линией) с законом изменения давления в срединной плоскости изоляционной прокладки датчика, расположенного на мишени, можно заключить, что время выравнивания значений рассматриваемых давлений равно практически трем-пяти двойным волнопробегам по толщине прокладки. Эту достаточно условную временную характеристику волнового процесса



Рис. 13.52. Нарастание давления в слоях изоляционной прокладки толщиной до уровня давления ударно-волнового сжатия в исследуемом материале с меньшей динамической сжимаемостью: *а* — давление в нижнем (Н), верхнем (В) и среднем (С) слоях изоляционной прокладки; *б* — диаграмма движения фронтов волн по толщине изоляционной прокладки; *в* — диаграмма параметров состояния движения

часто называют временем нарастания давления, или временем газодинамического завала фронта  $\tau_{T3}$ . Для оценки значения этой величины по порядку принимают скорости фронтов волн, пробегающих в обоих направлениях по толщине прокладки, равными скорости звука, а изменениями толщины прокладки пренебрегают.

Если таким образом оценить времена завала фронта давления в изоляционной прокладке и в манганиновой фольге и найти отношение этих временных характеристик, то можно сделать вывод о том, что выравнивание давлений в манганине и изоляции происходит в  $\overline{\tau}_{\rm MM}$ раз быстрее, чем в изоляции и в среде, по которой распространяется регистрируемая волна:

$$\overline{\tau}_{\rm MH} = \frac{\delta_{\rm H}}{\delta_{\rm MAH}} \frac{c_{\rm MAH}}{c_{\rm H}}$$

где  $\delta_{\rm H}$  и  $c_{\rm H}$  — толщина и скорость звука изоляции;  $\delta_{\rm MAH}$  и  $c_{\rm MAH}$  — толщина и скорость звука манганина.

Обычно  $\overline{\tau}_{MH} \sim 10$ . Мы будем использовать верхнюю оценку времени газодинамического завала фронта, полагая скорость звука материа-

ла датчика равной ее начальному значению в нормальных условиях  $c_{\rm II}$ :

$$\tau_{\Gamma 3} = (3 \dots 5) \frac{\delta_{\underline{\Pi}}}{c_{\underline{\Pi}}}.$$

Если датчик измеряет давление в среде, динамически более жесткой по сравнению с изоляцией, то под толщиной  $\delta_{\rm I}$  и скоростью звука  $c_{\rm I}$  материала датчика следует понимать характеристики изоляционной прокладки. Если исследуемая среда по динамической сжимаемости близка к изоляции датчика, то под  $\delta_{\rm I}$  и  $c_{\rm I}$  следует понимать характеристики чувствительного манганинового элемента датчика.

**13.3.4.** Пьезоэлектрические и сегнетоэлектрические датчики в методиках измерения давления. При изготовлении датчиков давления, принцип действия которых основан на возникновении или изменении электрической поляризации кристаллических веществ под действием сжатия (или растяжения) в определенном направлении, используются пьезоэлектрики и сегнетоэлектрики.

В настоящее время известно более тысячи веществ, являющихся пьезоэлектриками. Однако в современных датчиках давления наиболее часто используют монокристаллический кварц, из которого делают x-срезы, обычно в виде круглых пластин. Плоскости среза таких пластин должны быть строго перпендикулярны электрической оси кристалла x (у кристалла кварца различают электрические, нейтральные и оптическую оси).

Отличительной особенностью сегнетоэлектриков является то, что эти вещества содержат крошечные области (домены), обладающие в определенном интервале температур самопроизвольной (т. е. в отсутствии электрического поля) остаточной электрической поляризацией, сильно зависящей от внешних воздействий. К сегнетоэлектрикам, из которых в настоящее время обычно делают чувствительные элементы датчиков, относятся: монокристаллический ниобат лития (LiNbO<sub>3</sub>); пьезокерамика цирконата-титаната свинца (ЦТС, называемый в зарубежной литературе PZT); поливинилиденфторид (ПВДФ, или PVDF).

Пьезокерамика ЦТС представляет собой твердый раствор PbZrO<sub>3</sub>-PbTiO<sub>3</sub>. Одной из самых распространенных и исследованных в СССР пьезокерамик являлась система ЦТС с 52% содержанием цирконата свинца. Чувствительные элементы датчиков из этой пьезокерамики, применяемые для измерения давлений, формируют обычно в виде круглых пластин диаметром 5...10 мм, минимальная толщина которых может достигать 0,3...0,5 мм.

ПВДФ представляет собой полукристаллический (приблизительно на 50%) полимер, мономер которого CH<sub>2</sub>-CF<sub>2</sub>. Из этого вещества изготавливают пленку толщиной 10...30 мкм, которую затем для получения остаточной поляризации подвергают растяжению и воздействию в течение 2...3 часов медленно изменяющегося знакопеременно электрического поля. После такой обработки остаточная поляризация  $P_n^o$  составляет 6...10 мкКл/см<sup>2</sup> (в зависимости от лаборатории-изготовителя).

Все сегнетоэлектрики являются пьезоэлектриками, поэтому на практике часто для всех датчиков, функционирование которых обусловлено зависимостью электрической поляризации от давления, используют единое название — пьезоэлектрические датчики, а чувствительные элементы называют пьезоэлементами.

На параллельные плоскости чувствительного элемента из пьезоэлектрика наносятся тонкие металлические обкладки в виде фольги или слоев осажденного металла, поэтому пьезоэлемент является конденсатором, емкость которого мы обозначим  $C_{\rm A}$ . У пьезоэлемента из ЦТС-19 диаметром около 5 мм и толщиной около 0,5 мм  $C_{\rm A}$  равно нескольким сотням пикофарад (пФ). У металлизированных пленок ПВДФ площадью 4 мм<sup>2</sup>  $C_{\rm A}$  равно ~ 100 пФ.

В простейших случаях использования пьезоэлементов для датчиков, когда измеряемое давление p прикладывается сразу к двум граням чувствительного элемента, на незамкнутых обкладках из-за изменения поляризации пьезоэлемента появляются заряды Q противоположного знака, а следовательно, и разность потенциалов  $U = Q/C_{\rm A}$ . При этом заряд Q связан с площадью обкладки на активной грани датчика  $S_{\rm A}$  и давлением p, приложенным к этим граням:

$$Q = M_{\Pi \mathfrak{B}} \cdot S_{\mathfrak{A}} \cdot p.$$

Ориентировочные значения коэффициента  $M_{\Pi \Im}$ , называемого пьезомодулем, равны: для *x*-среза кварца —  $2 \cdot 10^{-3}$  Кл/(м<sup>2</sup> · ГПа); для ПВДФ —  $2 \cdot 10^{-2}$  Кл/(м<sup>2</sup> · ГПа); для ЦТС —  $(17 \dots 4) \cdot 10^{-2}$  Кл/(м<sup>2</sup> · ГПа). Пьезомодуль несколько зависит от давления *p*, но на практике выделяют диапазоны значений давлений, внутри которых этой зависимостью пренебрегают. Пьезокерамика ЦТС отличается сильным падением пьезомодуля при переходе от измерений давлений, изменяющихся со скоростью, характерной для механических ударов, к измерениям давлений, изменяющихся со скоростью, характерной для ударно-волновых воздействий. Это объясняется «инерционностью» доменных процессов.

Если обкладки пьезоэлемента электрически соединены друг с другом через резистор, то приложение к ним давления p сопровождается появлением в течение некоторого времени тока во внешней электрической цепи, приводящего к снижению напряжения U на обкладках (в конечном счете, до нуля).

Для того чтобы зарегистрировать электрический отклик пьезодатчика на импульс давления, приложенный к нему, применяют два типа электрических схем соединения обкладок пьезоэлемента с осциллографом. Один тип соединения называется «токовой» схемой регистрации или схемой «короткозамкнутой» цепи датчика. Другой тип соединения называется «зарядовой» схемой регистрации или схемой «разомкнутой» цепи датчика. Мы обратимся к этим схемам при рассмотрении конкретных разновидностей датчиков давления. Здесь отметим лишь то, что элементы этих схем, расположенные между датчиком и осциллографом, не содержат внешних источников электрической энергии, а лишь осуществляют передачу ее от датчика. Поэтому пьезоэлементы являются датчиками генераторного типа.

Кварцевые и пьезокерамические датчики давления, работающие в «зарядовой» схеме регистрации. При газодинамических исследованиях взрывных волн в газообразных и жидких средах, внутрибаллистических процессов в области артиллерии, ракетной техники возникает необходимость измерения импульсов давления сравнительно большой длительности (до сотен микросекунд и даже от единиц до десятков миллисекунд). При этом очень часто применяют датчики давления с чувствительными элементами из кварца, но иногда и из пьезокерамики, работающими в режиме измерения заряда. Наиболее распространенными являются датчики с пьезоэлементами в форме круглых дисков.

На рис. 13.53, *а* показана схема конструкции датчика, предназначенного для регистрации импульсов давления общей длительностью до  $10^{-3}$  с амплитудой до 1 ГПа при быстроте нарастания давления до 0,03 ГПа/мкс. Такие импульсы характерны для процессов сгорания порохов и ВВ в «сосудах» с прочными, массивными стенками, а также для процессов перехода горения в детонацию. В подобных датчиках чувствительные элементы сделаны из кварцевых пластин, собираемых обычно для усиления выходного сигнала в пакет. Возможность изме-



Рис. 13.53. Схемы пьезоэлектрических датчиков поршневого типа (*a*), ножевого типа двустороннего действия (*б*), простейшего исполнения (*в*) для измерения сравнительно длительных импульсов давления: 1 — пьезоэлемент (пакет пьезоэлементов); 2 — полусферический вкладыш; 3 — мембрана; 4 ограничительное кольцо; 5 — поршень; 6 — корпус; 7 — основание; 8 — кабель, ведущий к коаксиальному разъему; 9 — кольцеобразный пенопластовый вкладыш; 10 — медная (латунная) фольга; 11 — соединительная проволока; 12 — кронштейн; 13 — лист ватмана

рения давлений, превышающих прочность пьезокварца в статических условиях, достигается использованием принципа компенсации давления. Для этого площадь торца поршня, воспринимающего давление исследуемой среды, берется на порядок меньшей площади приложения давления к пьезокварцам. Все детали, расположенные между корпусом, ввертываемым в оболочку «сосуда высокого давления», и основанием датчика поджимаются при подготовке к измерениям с достаточно большой силой.

На рис. 13.53, б показана схема конструкции датчика ножевого типа двустороннего действия (действия измеряемого давления на чувствительные элементы). Такой датчик предназначен для измерения давлений во взрывных волнах в воздухе, длительность фазы сжатия у которых может составлять  $10^{-4}...10^{-3}$  с. Эту конструкцию, предложенную и отработанную В.А. Брыковым, можно считать упрощенным вариантом датчика давления, разработанного в 1950 г. сотрудником ИХФ АН СССР Л.Л. Декабруном.

В датчике ИХФ давление воздуха непосредственно действует на упруго деформируемую мембрану, которая уже передает усилие через полусферический вкладыш на пакет кварцевых пьезоэлементов (как в датчике, показанном на рис. 13.53, *a*). Корпус датчика Л.Л. Декабруна выполнен в виде пластины с углом заточки по краям в 10...12°. Это позволяет практически полностью устранить искажения регистрации давления, обусловленные отражением волн от края корпуса, которое в случае незаостренной пластины приводит к кратковременному, но сильному повышению давления в окрестности датчика.

модифицированной конструкции датчика, показанной В на рис. 13.53, б, применяются пьезоэлементы из керамики ЦТС-19 диаметром 5 мм и толщиной 0,5 мм. Это ориентировочные значения. Пьезокерамические элементы посеребренными торцами одинаковой полярности посредством тонкой фольги соединяются с центральным проводником коаксиального кабеля. Торцы другой полярности с помощью тонких проволочек, припаянных таким образом, чтобы избежать прогрева сегнетоэлектрика до температуры точки Кюри, соединяются с заземляемым корпусом датчика. Кольцеобразный вкладыш из специально подбираемого пенопласта фиксирует чувствительные элементы в корпусе датчика и предохраняет их от механических сотрясений со стороны корпуса, которые могли бы привести к изменению поляризации в пьезоэлектрике до того, как на него выйдет фронт ударной волны в воздухе, показанный на рисунке. С помощью кронштейна датчик ориентируется так, чтобы его плоскость симметрии была перпендикулярна поверхности фронта набегающей ударной волны. Датчик в течение времени измерения импульса давления практически не меняет своего положения в «лабораторной» системе координат, относительно которой движется исследуемый (контролируемый) поток воздуха за фронтом ударной волны. Поэтому датчики, схема которых показана на рис. 13.53, *а* и рис. 13.53, *б*, называют эйлеровыми датчиками.

Датчики, подобные показанному на рис. 13.53, в, отличаются простотой изготовления и используются при измерениях давления в различных средах в условиях, при которых затруднительно применение ранее показанных датчиков или высока вероятность их повреждения, делающая невозможным их повторное использование. При изготовлении таких датчиков простейшего исполнения (по соображениям экономичности) используется пьезокерамика ЦТС-19. Токовыводящие полосы фольги либо приклеиваются к пьезоэлементу токопроводящим клеем, либо прижимаются к нему за счет сил упругого деформирования, которое возникает на стадии их двустороннего прижатия резиновым пресс-инструментом к бумажной полосе, пропитанной быстроотверждаемым компаундом. Такая технология устраняет нежелательный нагрев сегнетоэлектрика при пайке, который приводит к искажению пьезомодуля материала пластинки заранее тарированного пьезоэлемента. Основная часть поверхности датчика, за исключением места припаивания проводников кабеля, а также конденсатора, а иногда и резистора и других элементов, о назначении которых будет сказано несколько позже, покрывается в зависимости от условий применения лаком или слоем другого материала, отверждаемого в холодном состоянии.

Во ВНИИЭФ разработаны схемы других, но также достаточно простых датчиков аналогичного назначения, т.е. используемых для измерения динамических давлений в разнообразных средах, включая пенопласты, которые входят в состав устройств, подвергаемых действию взрыва. В этих датчиках используют кварцевые пьезоэлементы.

Датчики всех приведенных типов, предназначенные для измерения длительно действующих динамических давлений, подключаются к регистрирующим устройствам, в частности, осциллографам, таким образом, чтобы время стекания зарядов с обкладок пьезоэлемента по внешней цепи на землю намного превышало время существования измеряемого давления. В противном случае приборы регистрации покажут снижение давления (в частности, и до нуля) не вследствие его действительного уменьшения, а из-за того, что даже при постоянно действующем давлении заряд на обкладке пьезоэлемента будет убывать и снижать напряжение на ней, стекая через входное сопротивление осциллографа на заземленный электрод.

Обычно при регистрации длительных импульсов давления датчики подключают к осциллографу через специальный усилитель с очень высоким входным сопротивлением  $R_{\text{BX}}^*$ , много большим 1 МОм (рис. 13.54, *a*), используя при этом специальные кабели с очень высоким сопротивлением изоляции, либо непосредственно к осциллографу с входным сопротивлением  $R_{\text{BX}} = 1$  МОм (рис. 13.54, *б*). Время стекания заряда, а точнее, характерное время утечки заряда  $\tau_{\text{УT}} = (C_{\text{Д}} + C_{\text{MAC}}) \cdot R$ , где  $R = R_{\text{BX}}^*$  или  $R = R_{\text{BX}}$  в зависимости от схемы подключения;  $C_{\text{MAC}}$  — величина так называемой масштабной



Рис. 13.54. Электрическая цепь для реализации «зарядового» режима регистрации электрического отклика пьезоэлемента на импульсное давление ( $C_{\rm Д}$  емкость пьезоэлемента;  $C_{\rm M}$  — масштабная емкость): 1 — осциллограф; 2 усилитель с высоким значением эквивалентного входного сопротивления

емкости, дополнительно подключаемой параллельно емкости пьезоэлемента для увеличения времени тут.

Если необходимо проводить измерение давления, действующего в течение времени  $t_{\Pi P}$  с точностью  $\Delta_{\Pi P}$ %, то значения параметров электрической цепи подбирают такими, чтобы выполнялось соотношение

$$(C_{\mathrm{II}} + C_{\mathrm{MAC}})R = 100 t_{\mathrm{IIP}}/\Delta_{\mathrm{IIP}}.$$

При использовании «зарядовой» схемы регистрации входное напряжение  $U_{\rm BX}(t)$  осциллографа связано с давлением на датчике p(t), его вызвавшим, соотношением

$$p(t) = \frac{C_{\mathrm{I\!I}}}{M_{\mathrm{I\!I} \mathrm{B}} S_{\mathrm{I\!I}}} \left( 1 + \frac{C_{\mathrm{MAC}}}{C_{\mathrm{I\!I}}} \right) \cdot U_{\mathrm{BX}}(t).$$

Произведение  $M_{\Pi \ni}S_{\Pi} = K_{\Pi \ni}$  называют чувствительностью датчика. Обычно для определения его действительного значения предварительно экспериментально находят коэффициент пропорциональности  $K_{pU} = p(t)/U_{\rm BX}(t)$  между давлением и регистрируемым напряжением. После этого, используя измеренные значения  $C_{\Pi}$  и  $C_{\rm MAC}$ , вычисляют  $K_{\Pi \ni} = (C_{\Pi} + C_{\rm MAC})/K_{pU}$ .

Широко используемые кварцевые датчики давления миниатюрного исполнения (корпус которых выполнен в виде цилиндра диаметром 6,4 мм и высотой 15 мм) фирмы *Kistler* имеют абсолютное значение чувствительности датчика  $K_{\Pi\Im} = 16 \cdot 10^{-17}$  Кл/Па, а емкость  $C_{\Lambda} = 5$  пФ. Чувствительность датчиков давления из пьезокерамики ЦТС-19 ориентировочно на два порядка выше. Заметим, что увеличение масштабной емкости  $C_{MAC}$  (обычно на один-два порядка превышающей  $C_{\Lambda}$ ) приводит не только к увеличению времени утечки заряда, но и к ослаблению сигнала на входе регистрирующего прибора, что вызывает необходимость увеличения коэффициента усиления в осциллографе или использования дополнительного усилителя в измерительной системе.

Повышение чувствительности за счет увеличения площади пьезоэлементных пластин неизбежно приводит к возрастанию погрешностей измерения давлений взрывных волн, связанных с реально возникающими на практике отклонениями от ортогональности плоскости симмет-



Рис. 13.55. Простейшая схема датчика давления со сферическим пьезоэлементом: *1* — сферический пьезоэлемент из ЦТС-19; *2* — точки припаивания соединительных проволочек; *3* — коаксиальный кабель; *4* — корпус датчика

рии пьезоэлемента и поверхности фронта ударной волны, набегающей на датчик. Сотрудниками ВНИИЭФ с целью повышения чувствительности датчика и минимизации влияния его ориентации относительно поверхности фронта ударных волн на погрешность измерения давления используются так называемые «сферические» пьезоэлементы из ЦТС-19. На рис. 13.55 показаны простейшая схема реализации датчика с таким пьезоэлементом и ориентировочно положения фронтов ударных волн, при которых осциллограммы будут практически одинаковыми.

Рисунок 13.56 дает представление об осциллограммах давления, получаемых с помощью пьезокварцевых датчиков. Осциллограмма на рис. 13.56, а получена сотрудниками ИХФ с использованием датчика поршневого типа T6000 при сжигании в манометрической бомбе заряда порошкообразного ВВ. На рис. 13.56, б представлены результаты осциллографирования с помощью датчика Л.Л. Декабруна воздушной взрывной волны до момента появления «фазы отрицательного давления». Колебательный характер осциллограмм обусловлен собственными колебаниями в упругой системе датчика с частотой  $f_{\rm II}$ .

При регистрации датчиком с частотой собственных колебаний, равной  $f_{\rm Д}$ , процесса изменения давления, происходящего в течение времени  $t_{\rm ПP}^*$  приблизительно с одинаковой скоростью, погрешность



Рис. 13.56. Начальные участки осциллограмм давления продуктов сгорания ВВ в манометрической бомбе (*a*) и давления взрывной волны в воздухе (б)

 $\Delta_{\Pi P}$ , обусловленная инерционностью упругой системы и выраженная в процентах, может быть оценена по формуле:

$$\Delta_{\Pi P} = 30/(f_{\rm A}t_{\Pi P}^*),$$

где  $f_{\rm Д}$  подставляется в герцах, а  $t_{\rm ПP}^*$  — в секундах.

Заметим, что частота собственных колебаний  $f_{\rm Д}$  миниатюрных кварцевых датчиков давления *Kistler* составляет не менее 150 кГц.

На осциллограмме давления (рис. 13.56,  $\delta$ ), аналогичной получаемым с помощью ножевого датчика (рис. 13.53,  $\delta$  и рис. 13.53, s), видно, что передний фронт не является строго вертикальным, а несколько завален. Это объясняется тем, что при натекании ударной волны на датчик давление воздействует на пьезоэлементы не сразу по всей торцевой поверхности, а последовательно, в соответствии с перемещением фронта волны между диаметрально противоположными точками круглого контура пьезоэлементов. Для датчика, схема которого показана на рис. 13.53,  $\delta$ , время завала  $\tau_3$  переднего фронта сигнала, подаваемого на осциллограф, можно было бы оценить по формуле:

$$\tau_3 = d_{\rm II}/D,$$

где  $d_{\rm Д}$  — диаметр круглой пластины пьезоэлемента; D — средняя скорость фронта ударной волны, проходящей вдоль этой пластины датчика, которая соответствует давлению на фронте ударно-волнового импульса.

Такой завал имеет не газодинамическую природу, а обусловлен геометрическим фактором. Его можно было бы назвать «геометрическим завалом».

Датчики давления из монокристаллов, работающие в токовом режиме регистрации. Чувствительный элемент датчика, предназначенного для регистрации динамики давления на плоскости контакта с исследуемым образцом в течение сравнительно коротких промежутков времени  $t_{\Pi P} = 0,5...1,5$  мкс, выполняется в виде достаточно толстой круглой пластины из х-среза монокристалла кварца или улибо *z*-срезов ниобата лития. Толщина диска  $\delta_{\pi}$  несколько превышает значение произведения скорости упругой волны в пьезоматериале  $c_l$  и длительности регистрируемого процесса t<sub>ПР</sub>. На торцы пьезодатчика (рис. 13.57) наносят электроды из серебра толщиной 5...10 мкм. Обычно применяют датчики с охранным кольцом вокруг измерительного электрода для устранения влияния боковой разгрузки при регистрации процесса. Измерительный электрод соединяют с лицевым электродом нагрузочным резистором с сопротивлением R<sub>H</sub> (см. также рис. 13.58), падение напряжения  $U_{\rm BX}(t)$  на котором от протекания тока, вызванного электрической поляризацией, регистрируют с помощью осциллографа. Необходимо, чтобы электрические потенциалы на измерительном и охранном электродах были равны. Для этого охранное кольцо соединяют с лицевым электродом другим, нагрузочным резистором



Рис. 13.57. Кварцевый датчик с охранным кольцом для измерения давления (в «токовом» режиме регистрации) на поверхности контакта с исследуемой средой: *1* — Х-срез монокристалла кварца; *2* — измерительноый электрод; *3* — охранное кольцо; *4* — лицевой электрод; *5* — исследуемая среда; *D* — фронт ударной волны в исследуемой среде



Рис. 13.58. Электрические цепи «токового» режима регистрации электрического отклика пьезоэлемента на короткие импульсы давления быстропротекающих процессов с использованием осциллографа с большим входным сопротивлением  $R_{\rm BX} = 1$  МОм (*a*) и малым входным сопротивлением  $R_{\rm BX}$ , равным волновому сопротивлению кабеля, соединяющего точки A и B (*б*)

с сопротивлением  $R_{\rm H}^*$ . Сопротивления  $R_{\rm H}$  и  $R_{\rm H}^*$  обратно пропорциональны площадям «своих» электродов (измерительного и охранного соответственно). Пока ударная волна, вошедшая в пьезоэлектрик через его границу с исследуемым образцом, не дошла до измерительного электрода, осциллограф регистрирует напряжение сигнала  $U_{\rm BX}(t)$ , отображающее силу тока во внешней короткозамкнутой цепи датчика I(t), которая, в свою очередь, связана с динамикой давления p(t), действующего на торец чувствительного элемента датчика. Напряжение на входе регистрирующего осциллографа  $U_{\rm BX}(t)$  связано с давлением p(t) соотношением

$$U_{\rm BX}(t) = \frac{M_{\rm \Pi\exists} R_e S_{\rm A} c_l}{\delta_{\rm A}} p(t),$$
  
$$t \leq \delta_{\rm A} / c_l,$$

где  $R_e$  — эффективное сопротивление нагрузки;  $c_l$  — скорость упругой волны в пьезоматериале.

Последнее соотношение получено в предположении ряда допущений. Одно из этих допущений заключается в принятии прямой пропорциональности пьезоэлектрической поляризации механическому напряжению. Диапазон измеряемых давлений не должен превышать динамический предел упругости монокристалла. У кварца эта величина составляет 6 ГПа, хотя в действительности верхняя граница давлений при измерениях высокой точности составляет 4 ГПа.

Значение эффективного сопротивления нагрузки  $R_e$  зависит от соотношения волнового сопротивления соединительной линии и входного сопротивления осциллографа. Обычно в измерительных системах в качестве соединительных линий используют кабели с волновым сопротивлением 50 Ом. Поэтому при использовании осциллографов с высокоомным входным сопротивлением  $R_{\rm BX} = 1$  МОм для предотвращения искажений регистрации сигналов применяют согласующее сопротивление  $R_{\rm C} = 50$  Ом. В этом случае (рис. 13.58, *a*) с учетом соотношения сопротивлений  $R_{\rm BX}$  и  $R_{\rm C}$  и того, что  $R_{\rm BX} \ge R_{\rm H}$ , а также в пренебрежении влиянием емкости и индуктивности кабеля имеем

$$R_e = R_{\rm H} R_{\rm C} / (R_{\rm H} + R_{\rm C}).$$

При использовании осциллографов с низкоомным входным сопротивлением  $R_{\rm BX} = 50$  м нет необходимости применения согласующего сопротивления (рис. 13.58, б) и

$$R_e = R_{\rm H} R_{\rm BX} / (R_{\rm H} + R_{\rm BX}).$$

Необходимым условием работы датчика в «токовом» режиме, или в режиме короткозамкнутой цепи, является сильное неравенство  $R_eC_e \ll \delta_{\rm A}/c_l$ , где  $C_e$  — эффективная емкость измерительной цепи с учетом емкости кабеля и входной емкости осциллографа.

Так как схема измерения, показанная на рис. 13.57, в отличие от измерения давления манганиновым датчиком свободна от процессов установления механического равновесия между датчиком и образцом, то временное разрешение при измерениях монокристаллическими датчиками в «токовом» режиме очень высокое и достигает 10 нс.

Амплитуда импульса давления на лицевом торце пьезоэлемента  $p_{\Pi \Im}$ , найденная с помощью осциллограммы, позволяет рассчитать давление на фронте ударной волны в исследуемом образце  $p_{OE}$ , которая нормально падала на поверхность его контакта с пьезоэлементом и являлась причиной появления давления  $p_{\Pi \Im}$ :

$$p_{\mathrm{OB}} = \frac{(\rho_0 c_0)_{\Pi \ni} + (\rho_0 c_0)_{\mathrm{OB}}}{2 \left(\rho_0 c_0\right)_{\Pi \ni}} p_{\Pi \ni},$$

где  $(\rho_0 c_0)_{\Pi \ni}$ и  $(\rho_0 c_0)_{OE}$  — акустические импедансы пьезоэлектрика и материала исследуемого образца соответственно.

**Сегнетоэлектрические полимерные датчики.** Сегнетоэлектрические полимерные датчики давления на основе пленки ПВДФ, называемые также ПВДФ-датчиками, в настоящее время обычно имеют конструкцию, сходную с той, что стандартизирована несколько ранее 1990 г. в Сандийской национальной лаборатории США (рис. 13.59).

Для изготовления датчиков используется пленка ПВДФ толщиной 10...30 мкм. Металлические электроды наносятся с обеих сторон пленки методом напыления. Во ВНИИЭФ электроды изготавливаются из меди толщиной приблизительно 0,5 мкм. При необходимости поверхность датчика, за исключением концов электродов, предназначенных для присоединения к передаточным линиям электрической цепи, защищается покрытием из полимера, которое осаждается из газовой фазы. После нанесения электродов пленка датчика поляризуется в знакопеременном электрическом поле. Каждый датчик характеризуется значением остаточной поляризации пленки ПВДФ  $P_r^0$ . Площадь чувствительного элемента датчика  $S_{I\!I}$  или активной зоны пленки определяется площадью «перекрытия» электродов, выделенной на рис. 13.59 крестообразной штриховкой, которая составляет обычно 2 × 2 мм. Суммарная толщина «слоистого пакета», образующего датчик, составляет ~50 мкм. Такие датчики закладываются в экспериментальную сборку приблизительно так же, как и манганиновые датчики с зигзагообразным чувствительным элементом (рис. 13.42 и рис. 13.49). Участок поверхности датчика с активной зоной пленки ПВДФ ориентируется параллельно плоскости фронта ударной волны в исследуемой среде. ПВДФ-датчики работоспособны при давлениях в диапазоне 0,8...20 ГПа.

При прохождении через плоскость чувствительного элемента датчика ударной волны вследствие изменения поляризации ПВДФ на обкладках активной зоны пленки, являющихся «перекрывающимися» частями электродов и образующих вместе с диэлектриком конденсатор емкостью  $C_{\rm Д}$ , возникает заряд Q с плотностью  $q = Q/S_{\rm Д}$ .



Рис. 13.59. Обычная («стандартизированная») схема ПВДФ датчика: 1 — пленка ПВДФ; 2 — электроды; 3 — чувствительный элемент (активная зона пленки, или зона «перекрытия» двух электродов)

Во ВНИИЭФ в предположении, что приращение поляризации есть линейная функция сжатия материала, разработана модель ПВДФ-датчика, согласно которой мгновенные значения плотности заряда на датчике q и давления p за фронтом ударной волны связаны соотношением:

$$p(t) = \rho_0 a_{\Pi B \Box \Phi}^2 \frac{(1+\eta^*)\eta^*}{1-\eta^* (b_{\Pi B \Box \Phi} - 1)^2},$$
  
$$\eta^*(t) = q(t)/p_r^0,$$

где  $\rho_0$  — начальная плотность ПВДФ, равная 1,8 г/см<sup>3</sup>;  $a_{\Pi B Д \Phi}$  и  $b_{\Pi B Д \Phi}$  — коэффициенты ударной адиабаты ПВДФ в форме  $D = a_{\Pi B Д \Phi} + b_{\Pi B Д \Phi} \cdot u$ , связывающей волновую (D) и массовую (u) скорости вещества.

При давлениях более 3 ГПа можно принимать  $a_{\Pi B \Box \Phi} = 2,16$  км/с и  $b_{\Pi B \Box \Phi} = 1,68$ . При меньших давлениях сжимаемость пленки датчика изменяется и можно считать, что  $a_{\Pi B \Box \Phi} = 1,8$  км/с и  $b_{\Pi B \Box \Phi} = 1,95$ .

При давлениях менее 0,1 ГПа хорошим приближением является зависимость

$$p(t) = \rho_0 a_{\Pi B \Box \Phi}^2 \eta^*.$$

Плотность заряда может быть найдена двумя способами. При первом способе ПВДФ-датчик включается в «токовую» схему регистрации (рис. 13.58, *a*), которая позволяет непосредственно по регистрации на осциллографе  $U_{\rm BX}(t)$  найти мгновенное значение тока  $I(t) = U_{\rm BX}/R_e$ . Интегрированием тока по времени находится заряд Q. Окончательно имеем

$$q = \frac{1}{S_{\mathrm{I}}} \int_{0}^{t} \frac{U_{\mathrm{BX}}(t)}{R_{e}} \, dt.$$

Эффективное сопротивление нагрузки  $R_e$  вычисляется с использованием значений сопротивлений  $R_H$  и  $R_C$  или  $R_H$  и  $R_{BX}$  в зависимости от схемы подсоединения осциллографа (рис. 13.58, *a* или рис. 13.58, *b*).

Необходимым условием того, чтобы регистрируемый осциллографом импульс — напряжение  $U_{\rm BX}(t)$  — отображал токовой импульс во внешней цепи датчика и можно было последовательно пользоваться приведенными выражениями для q,  $\eta^*$  и p(t), является сильное неравенство  $C_{\rm L}R_{\rm H} \ge t_{\rm H}$ , где  $t_{\rm H}$  — действительное значение длительности фронта токового импульса (времени нарастания токового сигнала до амплитудного значения). Обычно  $C_{\rm L} \sim 100$  пФ,  $R_{\rm H} = 0,1...1$  Ом. Для регистрации фронтов малой длительности  $t_{\rm H}$  применяют осциллографы с полосой пропускания  $f_0 = 500...1000$  МГц.

При втором способе ПВДФ-датчики включаются в «зарядовую» схему регистрации, показанную на рис. 13.60. Электрическая цепочка, состоящая из активного сопротивления R и интегрирующей емкости  $C_{\rm H}$ , выполняет функции интегрирования сигнала, и поэтому импульс



Рис. 13.60. Схема подключения ПВДФ датчика в «зарядовом» режиме регистрации к осциллографу с большим входным сопротивлением  $R_{\rm BX} = 1$  МОм (*a*) и с малым входным сопротивлением  $R_{\rm BX}$ , равным волновому сопротивлению кабеля, соединяющего  $C_{\rm Д}$  и R (б)

напряжения  $U_{\text{BX}}(t)$ , регистрируемый на осциллографе, отражает плотность заряда q(t) на ПВДФ-датчике:

$$q(t) = \frac{1}{S_{\mathcal{I}}} \cdot \frac{R_{\mathrm{BX}}^* + R}{R_{\mathrm{BX}}^*} C_{\mathrm{H}} U_{\mathrm{BX}}(t).$$

В этом выражении  $R_{BX}^* = R_{BX}$ , если используется осциллограф с входным сопротивлением  $R_{BX}$ , равным волновому сопротивлению кабеля, соединяющего датчик давления с сопротивлением R. Если осциллограф имеет большое входное сопротивление  $R_{BX} = 1$  МОм и использовано согласующее сопротивление  $R_C$  (равное волновому сопротивлению кабеля), то следует принять  $R_{BX}^* = R_C$ , так как  $R_C \leq R_{BX}$ . Согласование волнового сопротивления кабеля и входного сопротивления регистрирующего устройства обеспечивает возможность регистрации давления в сегнетоэлектрической пленке чувствительного элемента ПВДФ-датчика с минимальными искажениями, вносимыми электрическими и электронными элементами электрической измерительной цепи, к которой подключен датчик давления.

Расхождения между регистрируемой динамикой давления в сегнетоэлектрической пленке датчика p(t) и действительным импульсом давления в исследуемой среде (в лагранжевой координате расположения датчика), но в отсутствие там датчика, обусловлены различием динамических сжимаемостей ПВДФ и исследуемой среды. Так, если по исследуемой среде распространяется ударная волна со ступенчатой формой изменения давления во времени, то помещенная в нее более сжимаемая пластина ПВДФ датчика сжимается серией ударных волн аналогично тому, как это показано при анализе манганинового датчика давления на рис. 13.52. Если же пленка ПВДФ датчика менее сжимаема, чем среда, в которую она помещается при измерении давления, то она подвергается попеременному воздействию ударных волн и волн разрежения аналогично тому, как это показано на рис. 13.51 при анализе поведения манганина, помещенного в оргстекло (плексиглас, или ПММА).

На рис. 13.61 показаны результаты регистрации давления в незатухающей ударной волне с давлением приблизительно 4 ГПа, распространяющейся по оргстеклу. Датчик расположен на плоскости сопри-



Рис. 13.61. Результаты регистрации давления ударной волны внутри оргстекла (ПММА) ПВДФ датчиком стандартизованной схемы: a — регистрация тока  $U_{\rm BX}(t)/R_e$ ;  $\delta$  — конечный результат, полученный с использованием интегрирования импульса тока

косновения двух толстых пластин из оргстекла, сжимаемость которого заметно больше, чем у ПВДФ. В отсутствие датчика на этой плоскости действительный, т.е. неискаженный, временной профиль давления имеет практически ступенчатую форму.

«Токовая» схема регистрации дает разнополярную зависимость тока от времени  $I(t) = U_{\rm BX}(t)/R_e$  (рис. 13.61, *a*). Ее интегрирование приводит к зависимости давления в пленке ПВДФ-датчика от времени (рис. 13.61, *b*), явно отличающейся от ступенчатой формы неискаженного временного профиля ударной волны, который наблюдается в действительности на плоскости контакта пластин из оргстекла в отсутствие ПВДФ-датчика. Это отличие практически исчезает после 3...5 двойных волнопробегов по толщине пленки ПВДФ. Время

$$\tau_{\Gamma 3} = (3 \dots 5) \, \frac{2 \delta_{\Pi B \mathcal{I} \Phi}}{c_{\Pi B \mathcal{I} \Phi}},$$

где  $\delta_{\Pi B Д \Phi}$  и  $c_{\Pi B Д \Phi}$  — толщина пленки и скорость звука ПВДФ, принимают в качестве оценки временного разрешения при регистрации давления ПВДФ-датчиками. При сравнительно низких давлениях (порядка 1 ГПа) для датчиков с пленками ПВДФ толщиной 10...30 мкм эта оценка составляет 0, 03...0, 1 мкс.

Для очень большого числа задач прикладного характера полученное значение временного разрешения является очень хорошим результатом. Но если такое значение не удовлетворяет требованиям к регистрации временного профиля давления ударной волны, распространяющейся по среде, то поступают следующим образом. ПВДФ-датчики помещают не внутри исследуемой среды, сжимаемость которой отличается от сжимаемости ПВДФ, а на плоскости контакта этой среды с достаточно толстой пластиной из материала, сжимаемость которого такая же, как у ПВДФ, или пренебрежимо мало отличается от него (рис. 13.62). Эту пластину, на одной плоскости которой расположен датчик, называют акустическим отводом. Вследствие акустического согласования

12 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов



Рис. 13.62. ПВДФ датчик «торцевого» типа на акустическом отводе для обеспечения регистрации фронтальной части импульса давления: *1* — пленка ПВДФ; *2* — лицевой электрод на пленке ПВДФ; *3* — часть пленки ПВДФ между электродами, являющаяся чувствительным элементом (активной зоной) датчика; *4* — акустический отвод; *5* — исследуемый образец, в котором распространяется ударная волна

чувствительного элемента датчика с отводом преломление ударной волны, выходящей из исследуемой среды на поверхность раздела с акустическим отводом (точнее говоря, на поверхность датчика), не сопровождается появлением ревербераций волн в пленке ПВДФ-датчика. При этом в токовой схеме регистрации появляется однополярный сигнал  $I = U_{\rm BX}/R_e$  (рис. 13.63, *a*), интегрирование которого приводит к действительной форме временного профиля давления p(t) (рис. 13.63,  $\phi$ ) ударной волны, вошедшей в акустический отвод. Для того чтобы по профилю давления p(t), зарегистрированному на контрольной плоскости расположения датчика, восстановить искомый профиль давления для ударной волны в исследуемой среде, которая набегает на эту же плоскость, необходимо знать ударные адиабаты среды и материала отвода, а также ударные адиабаты вторичного сжатия среды, если она более сжимаема, чем материал волноотвода, или изоэнтропы разгрузки, если среда менее сжимаема, чем акустический отвод. Если исследуемая среда является конденсированной, сплошной или с очень малой пористостью, то с точностью, достаточной для многих приклад-



Рис. 13.63. Результаты регистрации давления на границе раздела исследуемой среды с акустическим отводом, газодинамически согласованном с пленкой ПВДФ датчика: *а* — регистрация тока  $U_{\rm BX}/R_e$ ; *б* — конечный результат, полученный с использованием интегрирования импульса тока

ных задач газовой динамики, можно давление p(t) на поверхности акустического отвода пересчитывать на давление в исследуемой среде  $p_{OB}(t)$  по уже знакомой формуле

$$p_{\rm OE}(t) = \frac{(\rho_0 c_0)_{\rm AO} + (\rho_0 c_0)_{\rm OE}}{2 (\rho_0 c_0)_{\rm AO}} p(t),$$

где  $(\rho_0 c_0)_{AO}$  и  $(\rho_0 c_0)_{OE}$  — значения акустических импедансов материала акустического отвода и исследуемого образца соответственно.

Толщину и поперечные размеры пластины акустического отвода берут из того условия, чтобы тыльные отраженные волны и боковые волны разгрузки с поверхности пластины приходили к чувствительному элементу датчика не раньше, чем будет зарегистрирована нужная стадия временного профиля давления p(t). Акустические отводы ПВДФ-датчиков обычно делают из фторопласта, динамическая сжимаемость которого очень близка к ПВДФ. Заметим, что при пересчете давления p(t), зарегистрированного на поверхности акустического отвода, на давление  $p_{OB}(t)$  для ударной волны в воздухе, фторопласт разумно считать практически несжимаемой, абсолютно жесткой средой.

13.3.5. Магнитоэлектрические датчики измерения массовых скоростей. Принцип действия магнитоэлектрического датчика массовой скорости основан на возникновении ЭДС в проводнике, который при движении вместе с частицами среды пересекает силовые линии магнитного поля. Магнитоэлектрический способ регистрации массовых скоростей был предложен в 1948 г. Е.К. Завойским. Первые магнитоэлектрические датчики представляли собой П-образную полоску из тонкой медной, а позже — и алюминиевой фольги, вкладываемую в исследуемую среду, которая помещалась в равномерное магнитное поле (рис. 13.64, a). «Перекладина» этой полоски, имеющая размер  $l_{\pi}$ , называется чувствительным элементом датчика, а  $l_{\rm I}$  — длиной чувствительного элемента. Однородное магнитное поле с индукцией В в окрестности чувствительного элемента создается стационарным электромагнитом или импульсным одноразовым соленоидом. Заметим, что в центре соленоида с числом витков (провода) на единицу его длины, равным 1000, и силе пропускаемого тока 100 А создается магнитное поле с напряженностью 100 000 А/м и, соответственно, с индукцией в воздухе около 0,125 Тл. При прохождении через датчик волны с плоским фронтом, параллельным плоскости «перекладины» П-образной полоски, чувствительный элемент датчика вовлекается в движение. Импульсное рентгенографирование показывает, что при плоскосимметричном течении вещества за фронтом волны датчик в течение некоторого времени (часто порядка одной микросекунды) деформируется так, как это показано на рис. 13.64, б. Направление движения «перекладины» перпендикулярно вектору магнитной индукции В. При этом чувствительный элемент магнитоэлектрического датчика является проводником длиной  $l_{\Pi}$ , движущимся со скоростью u(t) перпендику-



Рис. 13.64. Схема регистрации массовой скорости в исследуемой среде с помощью П-образного магнитоэлектрического датчика (а) и схема начальной стадии деформирования П-образного датчика за фронтом ударной волны (б): 1 — магнитоэлектрический датчик; 2 — исследуемая среда (например, ВВ); 3 детонационный плосковолновой генератор; 4 — стационарный электромагнит

лярно силовым линиям поля с магнитной индукцией В. Такое движение вызывает появление ЭДС величиной Е, измерение которой позволяет найти вызывающую ее скорость движения проводника u(t):

$$u(t) = E(t)/(\mathsf{B} l_{\mathrm{II}}).$$

Естественно предположить, что тонкая фольга «перекладины» датчика, имеющая размеры приблизительно 10 × 10 мм, движется вместе с частицами исследуемой среды, которые лежат в той же плоскости, что и чувствительный элемент датчика. Поэтому u(t) можно считать также и скоростью движения (относительно лабораторной системы координат, связанной с полюсами магнита, в поле которого движется фольга датчика) частиц среды с заданной лагранжевой координатой.

ЭДС, появляющаяся при движением чувствительного элемента датчика, создает в измерительной цепи (рис. 13.65) ток и, соответственно, падение напряжения  $U_{\text{BX}}(t)$ , регистрируемое осциллографом. Зависи-



Рис. 13.65. Эквивалентная схема подключения магнитоэлектрического датчика к регистрирующему прибору: 1 -осциллограф с входным сопротивлением  $R_{\rm BX}$ ; 2 — исследуемая среда; 3 — чувствительный элемент датчика

мость E от  $U_{BX}(t)$  приведем к следующему виду:

$$E(t) = U_{\rm BX}(t) \left(1 + R_i / R_{\rm HC} + R_i / R_{\rm BX}\right).$$

Внутреннее сопротивление  $R_i$  источника тока, каковым является магнитоэлектрический датчик, — это сопротивление чувствительного элемента датчика длиной l<sub>Д</sub>. Из-за того, что R<sub>i</sub> очень мало, им безусловно пренебрегают по сравнению с  $R_{\rm BX}$ , полагая  $R_i/R_{\rm BX}=0$ . Исследуемая среда, в которую вкладывается магнитоэлектрический датчик, может обладать некоторой электропроводностью, которая в отсутствие электроизоляции датчика вызывает шунтирование чувствительного элемента датчика длиной  $l_{\rm II}$ , генерирующего ЭДС. Сопротивление этого шунта, эквивалентного по электрическому действию исследуемой среде, обозначено *R*<sub>ИС</sub>. При длине *l*<sub>Л</sub> и ширине чувствительного элемента датчика около 10 мм и его толщине 0,1 мм (и более) отличием отношения  $R_i/R_{\rm HC}$  от нуля также пренебрегают, если датчик находится в диэлектрике или в продуктах детонации конденсированных ВВ. При толщинах алюминиевой и медной фольги менее 0,1 мм отличие  $R_i/R_{\rm HC}$  от нуля приводит к заметному отличию E(t) и  $U_{\rm BX}(t)$ , если датчик находится в продуктах детонации ВВ. Влияние собственной проводимости продуктов детонации BB на соотношение E и  $U_{\rm BX}(t)$ усиливается по мере повышения начальной пористости и газонаполненности исследуемых конденсированных ВВ.

Магнитоэлектрические датчики используются для исследования немагнитных материалов. Невозможность их использования для измерения массовой скорости в магнитной среде можно объяснить упрощенно, представив, что силовые линии статического магнитного внешнего поля оказываются как бы вмороженными в материал, магнитная проницаемость которого много больше единицы. При этом чувствительный элемент датчика, двигаясь вместе с частицами магнитного материала, начнет смещаться относительно силовых магнитных линий со скоростью, существенно отличной от той, что он имеет в лабораторной системе координат. Это лишь один из механизмов искажения регистрации массовой скорости в материале с большой магнитной проницаемостью.

Для дальнейшего рассмотрения функционирования магнитоэлектрического датчика используем более общее выражение для ЭДС в соответствии с законом Фарадея:

$$E = -\mathbf{B} \cdot dS/dt.$$

В этом выражении dS/dt является скоростью изменения площади поверхности, ограниченной контуром, состоящим из чувствительного элемента датчика и электровыводов датчика, которые подсоединяются к коаксиальному кабелю. Изображение этого контура строится в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям. Так, для П-образного датчика, показанного на рис. 13.64, *б*, можно записать  $dS/dt = -l_{\rm I}u(t)$ .



Рис. 13.66. Схема начальной стадии деформирования  $\Pi$ -образного датчика при наличии осевой  $U_x$  и боковой  $U_y$  составляющих массовой скорости за фронтом ударной волны D(a) и искажение регистрации массовой скорости (б): 1 — плоскосимметричный поток; 2 — расходящийся поток

Воспользуемся приведенным выражением для E при простейшем анализе влияния неплоскосимметричности потока среды на регистрацию ее массовой скорости. На рис. 13.66, a штриховыми линиями показан П-образный датчик в начальном положении, т. е. до вовлечения его в движение потоком вещества за фронтом ударной волны. Сплошной линией показан датчик, часть которого уже вовлечена в движение потоком вещества (за фронтом ударной волны) со скоростью частиц, имеющей две составляющие: в осевом направлении x и в боковом направлении y.

Общую скорость изменения поверхности, ограниченной контуром (изогнутой перекладиной и электровыводами датчика), dS/dt можно представить как сумму двух компонентов:  $dS/dt = dS/dt|_x + dS/dt|_y$ .

Компонент  $dS/dt|_x < 0$  обусловлен в основном движением чувствительного элемента датчика, вызывающим сокращение площади поверхности внутри контура. Компонент  $dS/dt|_{y} > 0$  обусловлен в основном движением электровыводов датчика в боковом направлении, а также растяжением «перекладины» датчика в направлении у, вызывающими увеличение площади поверхности внутри контура. Движение электровыводов датчика в боковом направлении вызывает искажение регистрации скорости потока в осевом направлении за фронтом ударной волны на величину  $\Delta U_{\rm B}$  по сравнению с регистрацией потока, который имеет ту же скорость в осевом направлении, но в отсутствие разлета вещества в боковом направлении (рис. 13.66, б). Если же условия воздействия на магнитоэлектрический датчик приводят к боковому движению электровыводов, при котором  $dS/dt|_u$  имеет тот же знак, что  $dS/dt|_x$ , то искажение  $\Delta U_{\rm B}$  будет направлено в ту же сторону (на осциллограмме), что и изменение напряжения, вызванное движением чувствительного элемента датчика. Так как количественный учет влияния неодномерности течения среды на регистрацию скорости ее движения очень сложен, то на практике магнитоэлектрические датчики

применяют главным образом для исследования одномерных течений: плоскосимметричных или течений с осевой и точечной симметрией.

При исследованиях плоскосимметричных течений наряду с П-образными используют датчики иных конструкций. Среди них мы отметим, как наиболее распространенные, так называемые плоские магнитоэлектрические датчики (рис. 13.67) и многоэлементные пакеты плоских датчиков (рис. 13.68).



Рис. 13.67. Плоский магнитоэлектрический датчик на одной из таблеток BB (*a*), из которых собирается исследуемый заряд с двумя лагранжевыми датчиками — между верхней и средней, а также средней и нижней таблетками — (б)

Рис. 13.68. Многоэлементный плоский пакет датчиков массовой скорости с отметчиком положения фронта ударной волны (*a*) и схема размещения пакета датчиков (*б*): 1 — верхняя часть исследуемого образца; 2 — датчики; 3 — нижняя часть образца; 4 — измерительная сборка



Для регистрации массовой скорости за цилиндрическим фронтом детонационной волны, сходящейся к оси заряда BB z, можно использовать магнитоэлектрический датчик с кольцевым чувствительным элементом, начальное значение радиуса которого равно  $r_{OZ}$  (рис. 13.69). В этом случае скорость изменения во времени поверхности, ограниченной контуром измерительной линии,

$$dS/dt = -2\pi r_{\mathrm{T}} u_r(t) \cdot K_{\mathrm{HK}}$$
  
 $r_{\mathrm{T}} = r_{\mathrm{O}\mathrm{T}} - \int_{0}^{t} u_r(t) dt,$   
 $K_{\mathrm{HK}} = 1 - \chi^0_{\mathrm{HK}}/2\pi.$ 

Общим недостатком датчиков, показанных на рис. 13.67, рис. 13.68 и рис. 13.69, является возможность искажения сигнала от чувствитель-



Рис. 13.69. Схема экспериментальной сборки для регистрации массовой скорости за фронтом цилиндрической детонационной волны, сходящейся к оси заряда z: 1 — заряд ВВ (устройство генерации сходящейся детонационной волны не показано); 2 — кольцевой чувствительный элемент датчика; 3 электровыводы датчика; 4 — «точки» выхода электровыводов из заряда ВВ

ного элемента поляризационными сигналами, возникающими при ударном сжатии диэлектрических исследуемых сред. Эти поляризационные сигналы приводят к искажениям осциллограмм в виде резких выбросов с провалом на регистрации ударного фронта. Эффективно избавляет от таких искажений сигналов применение датчиков с выдвинутым вперед заземленным электродом. Такие выступающие вперед электроды содержат и датчики в многоэлементном плоском пакете (рис. 13.68). Выдвинутый вперед заземленный электрод предназначен для разрядки объемного заряда, образующегося в результате ударной поляризации.

Многоэлементные плоские пакеты датчиков делают из фольги с использованием фотолитографических технологий. Такая конструкция разработана для проведения экспериментов, в каждом из которых измеряется массовая скорость при различных лагранжевых координатах. Эти эксперименты необходимы, в частности, при решении ряда задач в области химической газодинамики. Размещение измерительного блока датчиков вдоль косого среза цилиндрического заряда ВВ под углом ~ 30° к плоскости ударной волны требует лишь одного разреза заряда ВВ, что в минимальной мере возмущает движение исследуемой среды. Следует обратить внимание на наличие в центре пакета зигзагообразного проводника, который служит датчиком положения фронта ударной волны. Поскольку при перемещении ударной волны вдоль этого проводника активная длина датчика (длина чувствительного элемента  $l_{\Pi}$ ) дискретно меняется, то скачкообразно меняется и генерируемая им ЭДС. Эти изменения легко связать с положением фронта ударной волны.

Рисунок 13.70 дает представление об осциллограммах, получаемых в экспериментах с использованием магнитоэлектрических датчиков простейшего исполнения. В одной из серий экспериментов по изучению чувствительности ВВ начальный импульс создавался плоскосимметричным ударом центральной части дюралюминиевых пластин толщиной 5 мм, которые метались продуктами детонации низкоплотного листового заряда ВВ. Параметры начального импульса определялись по осциллограмме массовой скорости, получаемой с помощью плоского магнитоэлектрического датчика. Ответная реакция заряда на начальный импульс характеризовалась параметрами временного профиля массовой скорости на поверхности контакта исследуемого ВВ и преграды из химически инертного материала с известной динамической сжимаемостью. На рис. 13.70, а не показаны несколько витков нихромовой проволоки диаметром около 0,3 мм, располагаемых на цилиндрической поверхности стакана для нагревания исследуемых зарядов до различных температур перед ударно-волновым нагружением. Также не показаны хромель-алюминиевые термопары в зазоре между зарядом BB и стаканом из КСІ (эти зазоры шириной около 0,1 мм заполнены отверждаемым компаундом). Осциллограммы (рис. 13.70, б) иллюстрируют те особенности регистрации, которые необходимо учитывать при разработке экспериментов с использованием магнитоэлектрических датчиков.



Рис. 13.70. Схема эксперимента по возбуждению детонации в заряде ВВ, подвергаемом предварительному тепловому воздействию (а) и осциллограммы, полученные с плоского датчика 1 (кривая 1д) и с П-образного датчика 2 (кривая 2д) (б): 1 — датчик №1 (плоский магнитоэлектрический, сделанный из медной фольги); 2 — датчик №2 (П-образный магнитоэлектрический, сделанный из алюминиевой фольги); 3 — исследуемый заряд ВВ (диаметром 25 мм); 4 — стакан из прессованного КСІ наружным диаметром 50 мм (нихромовая спираль на стакане для нагревания экспериментальной сборки и термопары для контроля температуры не показаны); 5 — дюралюминиевый ударник (5 × 75 × 75 мм), метаемый продуктами детонации низкоплотного листового ВВ (предоставлено А.И. Черновым)
1. Металлические ударники могут приводить к появлению (см. точку А) «предвестников» (различной полярности), предваряющих действительное начало движения чувствительного элемента датчика (точка В). В некоторых случаях (в зависимости от решаемых задач), когда такие искажения недопустимы, следует использовать диэлектрические ударники. Эффект, сходный с этим и имеющий ту же природу, может наблюдаться при регистрации массовых скоростей органических BB с металлическими частицами.

2. Искажения осциллограммы 1д после точки F обусловлены радиальным движением вещества, которое нарушает параллельность электровыводов плоского магнитоэлектрического датчика, в результате чего они начинают генерировать ЭДС дополнительно к чувствительному элементу длиной  $l_{\Pi}$ . В отсутствие такого искажения осциллограмма должна отразить продолжение падения скорости движения границы раздела ударника и ВВ из-за действия волны разгрузки со стороны свободной поверхности пластины ударника или торможение упомянутой границы раздела под действием образующихся продуктов разложения ВВ. Осциллограмма 2д на втором канале регистрации перед фронтом, появляющимся в точке G и вызванным началом движения чувствительного элемента П-образного датчика, содержит «ложный» сигнал, который появляется (точка С) под влиянием импульса тока в передаточной линии первого канала регистрации в момент начала движения плоского датчика на верхнем торце заряда ВВ (точка В). Этот «ложный» сигнал, появившийся в результате электромагнитного взаимодействия двух передаточных линий, связывающих датчики со «входами» осциллографов, называют помехой. В тех случаях, когда подобные помехи недопустимы, проводится часто кропотливая и длительная работа для установления условий, при которых эти помехи не появляются. После этого осуществляется усовершенствование экспериментальной сборки и условий проведения эксперимента, реализующее возможность получения регистраций без помех. Однако в некоторых случаях ранее не предвиденные электромагнитные взаимодействия передаточных линий, наоборот, можно использовать как полезный фактор при разработке нового эксперимента.

3. Ударные фронты на обеих осциллограммах имеют некоторый завал (ориентировочно равный 1/3 мкс на осциллограмме 1∂ и 1/4...1/5 мкс на осциллограмме 2∂).

Различия величин завалов фронтов сигналов могут быть следствием совместного влияния таких факторов как неодновременность вовлечения в движение всех участков чувствительного элемента датчика длиной  $l_{\rm d}$  и его «инерционность», а также особенности ударно-волнового сжатия среды, скорость частиц которой измеряется. Сделаем оценку влияния этих факторов на регистрации фронтов сигналов на осциллограммах.

Влияние неодновременности вовлечения в движение всех участков чувствительного элемента датчика на завал фронта сигнала можно



Рис. 13.71. Схема для оценки завала переднего фронта осциллограммы временного профиля массовой скорости u(t), вызванного несинхронностью вовлечения в движение участков чувствительного элемента магнитоэлектрического датчика: 1 — ударник; 2 — исследуемый заряд ВВ; 3 — чувствительный элемент плоского магнитоэлектрического датчика № 1; 4 — чувствительный элемент П-образного магнитоэлектрического датчика № 2

оценить, воспользовавшись схемой, показанной на рис. 13.71. При этом мы пренебрежем слабым влиянием электровыводов датчиков и будем рассматривать только их чувствительные элементы. Верхний чувствительный элемент плоского датчика вовлекается в движение вследствие «соприкосновения» с ним ударника, а нижний чувствительный элемент — вследствие прохождения через него фронта ударной волны, вызванной ударником. Угол  $\chi_{\rm v}^{\circ}$ , характеризующий неплоскопараллельность соударяющихся плоскостей, в реальных условиях нагружения при проведении экспериментов прикладного характера обычно не превышает одного градуса. На рисунке он изображен утрированно. Положение точки пересечения плоскости ударника с верхним торцем мишени в три различных момента времени обозначено  $K_1$ ,  $K_2$  и  $K_3$ . Для этих моментов времени показано положение ударных фронтов в мишени, являющейся ВВ. Рассмотрим случай, когда скорость ударника  $W_{y}$  и угол его подхода к мишени  $\chi_{y}$  таковы, что точка  $K_{i}$  (i = 1, 2, 3)движется со скоростью, большей, чем скорость звука в ударно сжатых материалах ударника и мишени. При этом скорости  $W_{\rm y} = {\rm const}$  при малых углах  $\chi_{y}$  соответствует скорость движения точки  $K_i$  в направлении оси x:

$$V_{\rm K} = W_{\rm y} / \chi_{\rm y}$$
.

Если характеристики мишени (ВВ) однородны по объему заряда и процесс ударно-волнового инициирования принудительно ведется с постоянной скоростью в направлении оси x:  $D_x = V_K = \text{const}$ , то форма фронта ударной волны в мишени не меняется, как это показано на рисунке. Время пробега точки  $K_i$  по длине  $l_{\text{Д}}$  чувствительного элемента верхнего плоского датчика и время пробега фронта ударной волны по длине  $l_{\rm Д}$  чувствительного элемента нижнего П-образного датчика одинаковы и равны  $\tau_{\rm \Gamma} = l_{\rm L} \cdot \chi_{\rm Y}/W$ , где индекс «Г» означает, что время завала фронта  $\tau_{\rm \Gamma}$  имеет «геометрическую природу».

«Инерционность» чувствительного элемента обусловлена несовпадением динамических сжимаемостей металла, из которого сделан датчик, и среды, в которую он вложен. Влияние инерционности на запись фронта ударной волны можно оценить на примере незатухающей волны со ступенчатым временным профилем давления, проходящей по среде через плоскость размещения чувствительного элемента датчика (рис. 13.72). При этом исследуемая среда имеет сжимаемость большую, чем у металла — как обычно при использовании магнитоэлектрических датчиков.

На рис. 13.72, а штриховой линией показан ступенчатый временной профиль массовой скорости u(t), который наблюдался бы в точке с координатой h = 0 при прохождении через нее фронта ударной волны в отсутствие в среде датчика. Ломаными линиями 1, 3, 5, ... и 2, 4, 6, ... показаны зависимости от времени скорости движения обеих граничных поверхностей чувствительного элемента датчика, предназначенного для регистрации временного профиля u(t) ступенчатой формы.

Нетрудно увидеть, что все слои материала чувствительного элемента, расположенные между этими граничными поверхностями датчика, начнут двигаться со скоростью, практически совпадающей с  $u_A$ , не



Рис. 13.72. Схема для оценки «газодинамического завала» фронта при регистрации ступенчатого временного профиля массовой скорости u(t): a — временные профили массовой скорости;  $\delta - (t-h)$ -диаграмма волновых возмущений; s - (p-u)-диаграмма волнового процесса

ранее, чем завершатся четыре-пять двойных волнопробегов по толщине датчика  $\delta_{\Lambda}$ . Обычно при помещении датчика в высокоплотные BB или высокоплотные невзрывчатые конденсированные неметаллические среды полагают, что завал переднего фронта ступенчатого временного профиля массовой скорости составляет ориентировочно

$$\tau_{\Gamma 3} = (3\dots 5)\frac{2\delta_{\mathcal{I}}}{c_{\pi}},$$

где *с*<sub>д</sub> — скорость звука в материале датчика.

По мере увеличения несовпадения динамических сжимаемостей контролируемой среды и материала вложенного в нее датчика увеличивается и время завала фронта  $t_{\Gamma 3}$ . Так как динамический импеданс у меди приблизительно в 2,5 раза выше, чем у алюминия, то и время завала фронта  $\tau_{\Gamma 3}$  в случае использования медных датчиков той же толщины, что и алюминиевых, получается большим.

Схема анализа, приведенная на рис. 13.72, приблизительно отражает особенности поведения чувствительного элемента П-образного датчика в схеме эксперимента, изображенной на рис. 13.70. Волновые процессы в чувствительном элементе плоского датчика (на рис. 13.70) имеют лишь количественные отличия по сравнению с рассмотренными, если датчик сделан из меди, а ударник алюминиевый. При этом время газодинамического завала получается существенно меньшим, чем (3...5) ·  $2\delta_{\Pi}/c_{\Pi}$ .

Приведенная выше оценка газодинамического завала регистрограммы фронта ударно-волнового сжатия основана на простейшем представлении о сжимаемости исследуемого вещества. Это вещество уподобляется жидкой среде, которая при ударно-волновом (предельно быстром) возрастании давления не претерпевает никаких меж- и внутримолекулярных превращений. У таких простейших сред при контакте с движущимся ударником давление возрастает до максимального значения, определяемого скоростью соударения (и динамической сжимаемостью) за столь короткое время, что им можно пренебречь по сравнению со временем даже одного волнопробега по толщине чувствительного элемента датчика. При этом можно считать, что временной профиль массовой скорости u(t) и давления p(t) на поверхности соударения и на расстоянии от нее имеет вертикальный фронт.

Однако в случае многих, особенно кристаллических и стеклообразных, веществ существуют диапазоны давлений ударно-волновых воздействий, при которых передние фронты временных профилей массовой скорости u(t), равно как и давления p(t), имеют в действительности (а не только на осциллограммах) не вертикальную форму, и переход параметров состояния движения вещества от нижнего (начального) к верхнему (конечному) значению на удалении от плоскости соударения занимает время  $\Delta t_{\phi}$ , значением которого уже нельзя пренебречь. Это время перехода  $\Delta t_{\phi}$ , или «длительность фронта» импульса давления для многих практически интересных материалов может увели-

чиваться по мере распространения волны от плоскости соударения. Разрешающая способность во времени у чувствительных элементов магнитоэлектрических датчиков, характеризуемая значением  $\tau_{\Gamma 3}$ , обычно недостаточно высока для того, чтобы можно было регистрировать действительный закон u(t) изменения массовой скорости внутри переднего фронта импульса давления в конденсированных веществах малой пористости.

В случае эксперимента, проиллюстрированного на рис. 13.70, наиболее вероятной причиной того, что завал переднего фронта на осциллограмме 1 $\partial$  (рис. 13.70,  $\delta$ ) больше, чем на осциллограмме 2 $\partial$ , является сочетание различий газодинамических  $\tau_{\Gamma 3}$  и «геометрических»  $\tau_{\Gamma}$  компонентов завалов фронтов. Верхний плоский датчик по технологическим соображениям сделан из меди, а нижний П-образный — из алюминия. Поэтому при одинаковых толщинах фольг газодинамический завал фронта у верхнего датчика больше, чем у нижнего. Причиной большего «геометрического» завала фронта верхним датчиком по отношению к нижнему является, по-видимому, перекос чувствительного элемента верхнего датчика из-за погрешностей сборки экспериментального устройства, а также из-за неравномерного теплового расширения заряда BB, разогреваемого перед ударно-волновым нагружением почти до температур самовоспламенения.

**13.3.6.** Емкостной датчик был разработан сотрудниками ВНИИЭФ А.Г. Ивановым и С.А. Новиковым для непрерывной безынерционной регистрации движения поверхности металлических образцов, другими словами для регистрации мгновенных скоростей поверхностей металлических тел без приложения каких-либо искажающих воздействий к этим контрольным поверхностям. Его использование основано на регистрации электрического сигнала, возникающего вследствие изменения емкости измерительного конденсатора, образованного



Рис. 13.73. Схема экспериментальной сборки с емкостным датчиком: 1 — взрывное устройство генерации плоской ударной волны (детонационный плосковолновой генератор); 2 — образец (подвижный электрод датчика); 3 — неподвижный электрод датчика (измерительный электрод); 4 — охранное кольцо; 5 — корпус датчика; 6 — экран; 7 и 8 — кабели питания и измерения плоским измерительным электродом датчика и поверхностью образца (рис. 13.73). На этом рисунке показан емкостный датчик в модифицированном исполнении в МВТУ им. Н.Э. Баумана, позволяющем заполнять промежуток между контролируемой поверхностью образца и измерительным электродом жидким диэлектриком с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$  или вакуумировать это пространство, равно как и заполнять его воздухом. Охранное кольцо, имеющее практически одинаковый потенциал с измерительным электродом, предназначено для достижения однородности электрического поля в окрестности последнего. Начальная емкость измерительного конденсатора:

$$C_{\rm HO} = \frac{\pi d_{\rm H}^2}{4x_0} \varepsilon_0 \varepsilon,$$

где  $d_{\rm H}$  — диаметр измерительного электрода;  $x_0$  — расстояние между плоскостью измерительного электрода и контролируемой плоскостью

образца до начала ее движения;  $\varepsilon_0 = 8,85\cdot 10^{-12} \, \Phi/\text{м}$  — электрическая постоянная.

На рис. 13.74 показана эквивалентная электрическая схема измерительной системы, включающая емкость измерительного конденсатора с текущим значением  $C_{\rm H}$ , источник напряжения с ЭДС, равной E, и входное сопротивление  $R_{\rm BX}$  осциллографа. Значение про-



Рис. 13.74. Эквивалентная электрическая схема измерительной системы с емкостным датчиком

изведения  $C_{\rm HO}$  и  $R_{\rm BX}$  должно удовлетворять условию  $R_{\rm BX}C_{\rm HO} \ll t_{\rm \Pi P}$ , где  $t_{\rm \Pi P}$  — длительность стадии регистрируемого процесса, подлежащей тщательному рассмотрению (анализу).

Если поверхность образца приходит в движение, то изменение за время t расстояния x между контрольной плоскостью и измерительным электродом вызывает изменение емкости измерительного конденсатора от  $C_{\rm HO}$  до текущего мгновенного значения  $C_{\rm H} = C_{\rm H}(t)$ , и поэтому в цепи появляется ток подзарядки  $I_C = I_C(t)$ . Этот ток связан с зарядом на емкости очевидным соотношением:

$$I_C = \frac{dQ_C}{dt},$$

где  $Q_C$  — заряд на измерительном конденсаторе.

Для того чтобы получить соотношение между мгновенным значением скорости движения поверхности W(t) и электрическим откликом системы измерения на нее в виде напряжения  $U_{\rm BX}(t)$ , регистрируемого осциллографом, дополним это уравнение для силы тока  $I_C$  еще пятью выражениями, смысл которых очевиден:

$$U_{\rm BX}(t) = E - U_C,$$
  

$$Q_C = U_C C_{\rm H},$$
  

$$C_{\rm H} = C_{\rm HO} \frac{x_0}{x},$$
  

$$x = x_0 - \int_0^t W(t) dt,$$
  

$$W(t) = -\frac{dx}{dt},$$

и решим полученную систему уравнений. После преобразований получим:

$$W(t) = \frac{x_0}{R_{\rm BX}C_0} \cdot \frac{U_{\rm BX}(t)}{E} \cdot \left(1 + \frac{1}{ER_{\rm BX}C_{\rm HO}} \int_0^t U_{\rm BX}dt\right)^{-2}.$$

Если за время регистрации от 0 до t смещение контролируемой поверхности  $(x_0 - x)$  много меньше начального расстояния от нее до измерительного электрода  $x_0$   $(x_0 - x \ll x_0)$ , то соотношение между W(t) и  $U_{\rm BX}(t)$  можно привести к очень простому виду:

$$W(t) = \frac{4}{\pi \varepsilon_0 R_{\rm BX}} \cdot \frac{x_0^2}{\varepsilon \cdot d_{\rm H}^2} \cdot \frac{U_{\rm BX}(t)}{E}.$$

Приведенные выражения для W(t) получены в предположении, что  $\varepsilon = \text{const}$ , которое выполняется, строго говоря, если межэлектродное пространство измерительного конденсатора вакуумировано. Это допущение до определенных пределов приемлемо и для воздуха, но совершенно не справедливо для диэлектриков, претерпевающих фазовое превращение при ударном нагружении.

Если движение контролируемой плоскости образца со скоростью W(t) вызывает в диэлектрике, заполняющем межэлектродное пространство, движение ударной волны со скоростью D, перед фронтом которой диэлектрическая проницаемость равна  $\varepsilon_1$ , а за фронтом  $\varepsilon_2$ , то емкость измерительного конденсатора эквивалентна емкости двух последовательно включенных конденсаторов  $C_1$  и  $C_2$ . Емкость первого конденсатора, «примыкающего» к измерительному электроду,

$$C_1 = \frac{\pi d_{\mathrm{H}}^2}{4} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_1 \frac{1}{x_0 - Dt},$$

а емкость второго конденсатора, «примыкающего» к контролируемой поверхности,

$$C_2 = \frac{\pi d_{\mathrm{H}}^2}{4} \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_2 \Big( Dt - \int_0^t W(t) dt \Big)^{-1}.$$

С учетом того, что суммарная емкость такого измерительного конденсатора  $C_{\rm H} = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}$ , выражение для расчета скорости движения поверхности образца, граничащей с диэлектриком, в котором под действием ударной волны, имеющей скорость D, диэлектрическая проницаемость изменяется с  $\varepsilon_1$  до  $\varepsilon_2$ , получим:

$$W(t) = \frac{x_0}{R_{\rm BX} \cdot C_{\rm HO}} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{U_{\rm BX}(t)}{E} \times \left(1 + \frac{1}{ER_{\rm BX}C_{\rm HO}} \int_0^t U_{\rm BX}(t)dt\right)^2 - D\left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - 1\right).$$

Емкостный датчик позволяет контролировать движение поверхности образца, лежащей внутри круга того же диаметра, что и диаметр измерительного электрода d<sub>И</sub>. Контролирование (регистрация) движения этой области поверхности осуществляется бесконтактным, безынерционным способом, что делает временную разрешающую способность измерений с использованием емкостного датчика наиболее высокой среди других электрических методов. Ее дальнейшему повышению начинает мешать уже неодновременность вовлечения в движение точек контролируемой области поверхности образца. Эта неодновременность обычно обусловлена несовершенством устройств ударно-волнового нагружения исследуемого образца и действием других элементов экспериментальной сборки, влияющих на форму фронта волны, который выходит на контролируемую поверхность. В зависимости от требований к временной разрешающей способности диаметр измерительного электрода варьируют в пределах 5...25 мм, а начальное расстояние от него до контролируемой поверхности — в пределах 1...6 мм. Реальная разрешающая способность в измерениях с использованием емкостного датчика с диаметром измерительного электрода 5 мм достигает 10...20 нс.

Для измерений с помощью емкостного датчика характерны очень низкие напряжения электрических откликов  $U_{\rm BX}(t)$  на скорость движения контролируемой поверхности W(t), что делает измерение недостаточно помехоустойчивым. Возможности повышения сигнала с датчика за счет увеличения E ограничены «электрической» прочностью воздушного зазора в измерительном конденсаторе. Использование регистрирующей аппаратуры с высоким входным сопротивлением  $R_{\rm BX}$ ограничено в связи с необходимостью ее согласования с волновым сопротивлением кабелей — передаточных линий. Обычно при измерениях с высокой разрешающей способностью во времени, что и делает необходимым использование емкостного датчика, напряжение источников питания E не превышает 3 кВ, входные сопротивления осциллографов  $R_{\rm BX}$  или согласующих нагрузок  $R_{\rm C}$  составляют 50 Ом или 75 Ом, а уровень сигнала емкостного датчика  $U_{\rm BX}(t)$  не превышает единиц-десятков милливольт.



Рис. 13.75. Зависимость от времени скорости свободной поверхности образца железа Армко (0,03С; 0,14Мп; 0,15Си) толщиной 20 мм, нагруженного продуктами взрыва детонационного плосковолнового генератора, полученная обработкой осциллограммы опыта с емкостным датчиком



Рис. 13.76. Зависимость от времени скорости свободной поверхности образца железа Армко (0,03С; 0,14Мп; 0,15Си) толщиной 20 мм, нагруженного ударом алюминиевой пластины толщиной 2 мм (скорость удара 590 ± 20 м/с), полученная обработкой осциллограммы опыта с емкостным датчиком



Рис. 13.77. Зависимость от времени скорости свободной поверхности образца стали 35ХЗНМ, нагруженного ударом тонкой алюминиевой пластины, полученная обработкой осциллограммы опыта с емкостным датчиком

Рисунки 13.75–13.77 дают представление о том, какие результаты могут быть получены с использованием емкостного датчика. Отмеченные ранее особенности метода регистрации емкостным датчиком позволяют утверждать, что сложные формы осциллограмм являются отображением действительной зависимости от времени скорости движения свободной поверхности образца исследуемого материала, а не следствием газодинамического взаимодействия датчика с объектом исследования различных погрешностей. Особенности регистрации динамики движения свободной поверхности образцов, обнаруживаемые на приведенных осциллограммах, обусловлены проявлениями упругопластических свойств материалов при их волновом сжатии и разрежении, но не являются следствием искажающего влияния измерительной системы на регистрируемый процесс и на его регистрацию.

## § 14. Устройства оптических методов регистрации

К оптическим методам регистрации и измерения, а в дальнейшем просто методам регистрации, будем относить те, при которых на устройства вывода или регистрации информации (рис. 13.1) передаются оптические сигналы. При этом часть элементов систем оптических методов регистраций являются, как и при электрических методах, универсальными устройствами, которые используются при исследовании широкого круга быстропротекающих процессов в различных областях науки и техники. При исследованиях в области техники и физики взрыва и удара к этой части элементов относят, прежде всего, такие устройства вывода информации, как приборы высокоскоростной фотографии или высокоскоростной съемки.

При регистрации процессов и объектов этими приборами используются также дополнительные элементы или устройства. Их конструкция, функциональные возможности и само наличие при конкретных измерениях определяются особенностями съемки и спецификой исследуемых объектов и процессов. К дополнительным или специальным элементам оптической системы регистрации можно отнести:

- а) устройства освещения, или подсветки;
- б) световоды (система зеркал или стекловолоконная оптика);
- в) быстродействующие световые затворы (быстродействующие средства перекрытия оптического тракта) или просто затворы, не обязательно входящие в состав устройств вывода информации;
- г) преобразователи или специальные датчики, которые мы будем называть визуализаторами;
- д) элементы, которые можно отнести к специфическим измерительно-преобразовательным устройствам (например, интерферометры, устройства шлирен-метода).

Названные элементы оптической системы по формальным признакам применительно к блок-схеме на рис. 13.1 можно отнести к передаточным устройствам, к усилителям-преобразователям, либо к датчикам.

В этой главе будут изложены принципы действия, особенности конструкции и функциональные возможности основных «представителей» универсальных и дополнительных устройств, образующих элементную базу оптических методов регистрации. Будут изложены кратчайшие сведения, необходимые для того, чтобы можно было правильно выбрать элементы или устройства системы измерения при разработке эксперимента, главным образом, в области физики взрыва и удара.

**14.1. Методы высокоскоростной фотографической регистрации.** Приборы высокоскоростной регистрации стали крайне необходимым элементом обеспечения исследований процессов (в частности, газодинамических) в области техники взрыва и удара. Несмотря на то, что некоторые принципы, положенные в основу функционирования многих приборов скоростной оптической регистрации процессов, использовались исследователями в самом начале XX в. (и даже в конце XIX в.), первые работы, посвященные множеству разработанных аппаратов скоростной съемки и их классификации, были опубликованы в 50–60-е годы XX в. При этом рассматривались устройства фотографического принципа действия. В настоящее время развитие электроники привело к появлению устройств цифровых методов вывода и хранения информации первично оптической природы. Однако в основе функционирования этих приборов часто заложены принципы, используемые в устройствах фотографической регистрации. Образовавшееся многообразие приборов и способов высокоскоростной съемки делает полезной их классификацию. На начальной стадии ознакомления с этими устройствами целесообразно ограничиться классификацией, аналогичной той, что сделана А.А. Сахаровым в 1959 г.

№ принципа	Кратчайшая формулировка принципа	Примечание
1	Прерывистая кадрированная регистрация изображения относительно неподвижного светочувствительного материала	
2	Периодическая кадрированная регистрация изображений, движущихся синхронно со светочувствительным материалом (например, съемка с компенсацией смещения фотопленки или кинопленки)	Рис. 14.1
3	Прерывистая кадрированная регистрация изоб- ражения на светочувствительном материале пу- тем использования импульсного освещения	Рис. 14.2
4	Последовательная кадрированная регистрация изображений, образуемых рядом идентичных объективов	Рис. 14.4
5	Непрерывная регистрация изображения при от- носительном смещении изображения и свето- чувствительного материала, или фотохроногра- фия	Рис. 14.8
6	Регистрация при непрерывном относительном смещении светочувствительного материала и изображения с диссекцией (расчленением) по- следнего	Рис. 14.11

В этой классификации принято шесть принципов фотографической регистрации (табл. 14.1), три способа развертки изображения, ограниченного щелью (или системами щелей) (табл. 14.2) и шесть способов высокоскоростного (с малым временем) экспонирования отдельных снимков или кадров (табл. 14.3). В колонках примечаний помещены,

№ способа	Формулировка способа	Примечание
1	Механический — посредством механического перемещения кинопленки относительно щели или системы щелей	
2	Оптико-механический — с использованием вра- щающегося зеркала, которое перемещает изоб- ражение, ограниченное щелью или системой щелей, относительно неподвижной кинопленки или матрицы	Рис. 14.8
3	Электронно-оптический — путем развертки изображения, ограниченного щелью или системой щелей на экране ЭОП	Рис. 14.16 Рис. 14.17

Таблица 14.2. Три способа развертки изображения, ограниченного щелью

Примечание: ЭОП — электроннооптический преобразователь

Таблица 14.3. Шесть способов высокоскоростного экспонирования (с малым временем) отдельных снимков или кадров

№ способа	Кратчайшая формулировка способа экспонирования	Примечание
1	Механический — при помощи механических фотозатворов и обтюраторов	Рис. 14.18
2	Электрический — с использованием импульсно- го освещения объекта съемки	Рис. 14.2
3	Оптико-механический — с использованием оп- тических затворов при зеркальной развертке световых пучков	Рис. 14.4
4	Электрооптический или магнитооптический — с использованием ячейки Керра, затвора Фара- дея или ячейки Поккельса	Рис. 14.19
5	Электронно-оптический — при помощи элек- тронно-оптических преобразователей ЭОП	Рис. 14.16
6	Оптический — с образованием интервала между экспонированием последовательных кадров за счет длины хода световых лучей	

главным образом, номера рисунков, иллюстрирующие эти принципы и способы.

## 14.1.1. Шесть принципов фотографической регистрации.

1. Прерывистая кадрированная регистрация изображений, неподвижных относительно светочувствительного материала была положена в основу функционирования конструкций обычных кинематографических камер с частотой съемки 24 кадра в секунду. Эти кадры представляли собой запечатленные на светочувствительном материале (фотослое) перфорированной кинопленки изображения объектов в различных стадиях их движений. Чрезмерное увеличение частоты съемки за счет форсирования работы механизмов подобных аппаратов с прерывистым движением пленки сопровождалось появлением механических перегрузок, приводящих к износу и поломке механизмов камер, к повреждению кинопленки по перфорационным отверстиям. Максимальная частота съемки, полученная специальными форсированными киноаппаратами, не превышала 300 кадр/с при размере кадров  $16 \times 22$  мм и 1000 кадр/с при размере кадров  $7,5 \times 10,5$  мм.

2. Периодическая кадрированная регистрация изображений, движущихся синхронно со светочувствительным материалом кинопленки (в дальнейшем, для краткости, мы будем отождествлять его с кинопленкой, называемой также фотопленкой), была первоначально реализована на практике с использованием призменного компенсатора движения фотопленки. Для облегчения понимания сущности этого принципа регистрации на качественном уровне рассуждений приведен рис. 14.1. На нем показана принципиальная оптическая схема скоростной камеры, в которой для компенсации непрерывного движения пленки применяется плоскопараллельная пластинка (призма). Лучи света, выходящие из объектива 1, попадают в плоскопараллельную призму 2, которая смещает изображение относительно оптической оси на некоторую величину z. При вращении призмы вокруг ее оси величина z меняется так, что скорость движения изображения становится близкой к скорости движения пленки, перематываемой барабаном.



Рис. 14.1. Схема компенсации непрерывного движения фотопленки: 1 — объектив; 2 — вращающаяся плоскопараллельная призма; 3 — барабан; 4 — пленка

Схема, показанная на этом рисунке, реализована в скоростной фотокамере СКС-1 с четырехгранной призмой. Следует отметить, что существуют камеры и с другими способами компенсации непрерывного движения пленки: линзовым, зеркальным. Однако приборы с призматическими компенсаторами нашли наиболее широкое применение по причине лучших эксплуатационных качеств.

3. Прерывистая кадрированная регистрация изображения на светочувствительном материале путем использования импульсного освещения может быть проиллюстрирована принципиальной схе-



Рис. 14.2. Принципиальная схема импульсной установки Кранца-Шардина: 1 — импульсное осветительное устройство; 2 — коллектив; 3 — фотографируемый объект (оптические неоднородности, возникающие в окрестности круглого цилиндра при прохождении (сверху вниз) фронта воздушной ударной волны); 4 — фотографическая камера с объективами, равномерно расположенными по площади ее передней панели; 5 — фотопластинка

мой установки Кранца-Шардина (рис. 14.2). Осветительное устройство содержит импульсные источники света 1 — точечные искровые разрядники, центры излучения которых расположены в узлах прямоугольной координатной сетки. Эти источники при помощи специальных электрических схем включения зажигаются в определенной последовательности на короткое время экспозиции (приблизительно 0,3 мкс) и освещают исследуемый объект 3. В нашем примере регистрируемым объектом является цилиндр и окрестность вокруг него, в которой возникают оптические неоднородности из-за прохождения по воздуху ударной волны. На рис. 14.2 штриховой линией показан фронт волны до того момента, как она подойдет снизу вверх к круглому телу. Потоки света от источников направляются на объект 3 через коллектив 2. Каждый из импульсных потоков света, проходя через окрестность исследуемого объекта, попадает в соответствующий ему («свой») объектив на передней панели многообъективной фотокамеры 4, который строит теневое изображение исследуемого объекта на участке фотопластины 5 со светочувствительным покрытием. Центры получаемых кадрированных изображений, как и центры объективов, совпадают с узлами координатных сеток на фотопластине и передней панели фотокамеры соответственно. Недостатком такого метода съемки можно считать пространственный параллакс, возникающий из-за применения многообъективной системы регистрации. На рис. 14.3 24 кадра, полученные при регистрации обтекания ударной волной в воздухе цилиндра диаметром 20 мм, расположены уже во временной последовательности их появления на фотопластине с интервалом в 10 мкс.

Если размеры регистрируемого объекта существенно меньше, чем его перемещения при поступательном движении за время регистрации, то появляется возможность существенного упрощения системы фоторегистрации. При этом достаточно иметь фотокамеру с одним объективом и единственный точечный искровой источник света, создающий последовательность вспышек света, чтобы получить на одном кадре



Рис. 14.3. Последовательность кадров при съемке взаимодействия ударной волны в воздухе с цилиндром диаметром 20 мм

последовательность изображений, например, частицы, пролетающей в поле зрения объектива фотокамеры. Подобные схемы регистрации позволяют использовать в качестве источников импульсов напряжения для искровых точечных источников света не электрические и электронные схемы, а специальные взрывные пьезоэлектрические искровые генераторы с частотой следования импульсов до 1...2 мкс.

**4.** Последовательная кадрированная регистрация изображений, образованных рядом идентичных объективов, является принципом, положенным в основу конструкции приборов, наиболее скоростных среди тех достаточно распространенных аппаратов оптической съемки, что предшествовали появлению оптико-электронных приборов фоторегистрации. На рис. 14.4 представлена схема реализации такого принципа покадровой фоторегистрации. Вращающееся со строго заданной скоростью зеркало отражает главный луч ГЛ, являющийся продолжением оптической оси объектива  $O_1$ , на поверхность кинопленки КП. При этом точка пересечения главного луча с кинопленкой при отсутствии преград между зеркалом и кинопленкой движется со скоростью  $V_P$ , называемой скоростью развертки изображения. Входной объектив  $O_1$  совместно с дополнительным компонентом К образуют оптическое изображение A'B' объекта AB. При вращении зеркала 3 синхронно с ним будет вращаться и зеркальное изображение A''B'', создаваемое зеркалом. Зеркальное изображение A''B'' в любой момент времени будет располагаться перпендикулярно отражаемому зеркалом главному лучу, как это показано на рисунке.



Рис. 14.4. Схема реализации кадрированной регистрации изображений, образуемых рядом объективов, с использованием оптической коммутации: ГЛ главный луч; О<sub>1</sub> — входной объектив; К — компонент; О<sub>2</sub> — вспомогательные объективы (линзовая вставка); З — зеркало;  $\omega_3$  — направление вращения зеркала

Между развертывающим зеркалом 3 и кинопленкой расположен блок вспомогательных объективов O<sub>2</sub>, обычно называемый «линзовой вставкой». Каждый из вспомогательных объективов O<sub>2</sub> «линзовой вставки» при определенных условиях образует изображение A<sup>'''</sup>B<sup>'''</sup> на светочувствительном слое кинопленки.

Компонент К создает изображение выходного зрачка объектива O<sub>1</sub> в виде равномерно освещенного светового пятна на поверхности расположения зрачков объективов O<sub>2</sub>. В процессе вращения зеркала З это световое пятно последовательно перемещается по входным зрачкам O<sub>2</sub>. Изображение A<sup>III</sup>B<sup>III</sup> появляется на кинопленке тогда, когда изображение выходного зрачка O<sub>1</sub> совмещается с одним из входных зрачков O<sub>2</sub>.



Рис. 14.5. Изменение освещенности светочувствительного слоя при перекрывании изображений выходного зрачка объектива О<sub>1</sub> размером d<sub>1</sub> и входного зрачка объектива О<sub>2</sub> размером d<sub>2</sub> круглой формы (a) и прямоугольной формы (б) при неизменной полной выдержке t<sub>ПОЛН</sub>

По мере перемещения контура зрачка  $O_1$  по контуру зрачка  $O_2$  и изменения площади зоны взаимного перекрытия изображений зрачков, отмеченной на рис. 14.5 штриховкой, происходит изменение во времени освещенности E изображения A'''B''' на светочувствительном слое кинопленки. Для круглых зрачков изменение освещенности E показано на рис. 14.5, a. Экспонирование светочувствительного материала, т.е. протекание первичных химических реакций, в результате которых на кинопленке фиксируется изображение, происходит в течение  $t_{ЭФ}$  (эффективного времени выдержки), при котором освещенность превышает некоторый требуемый уровень. Если освещенность ниже этого требуемого уровня, то химические реакции, фиксирующие изображение на светочувствительном слое, практически не протекают.

Переход изображения выходного зрачка O<sub>1</sub> от одного входного зрачка O<sub>2</sub> (на линзовой вставке) к другому осуществляет функционирование своеобразного быстродействующего светового затвора, последовательно с равными промежутками времени открывающего доступ световым лучам к кинопленке, т.е. осуществляющего определенную кратковременную коммутацию световых лучей с кинопленкой.

За время эффективной выдержки  $t_{\Theta\Phi}$  вследствие вращения зеркала происходит поворот изображения А<sup>///</sup>В<sup>///</sup> на поверхности кинопленки (впрочем, весьма малый) и его сдвиг в направлении развертки, причем сдвиг тем больше, чем больше расстояние от оси вращения зеркала до его отражающей поверхности. Этот сдвиг приводит к некоторой нерезкости изображения объекта, получаемого в результате экспонирования. В отношении уменьшения нерезкости фоторегистраций прямоугольная форма зрачков O<sub>1</sub> и O<sub>2</sub> является более предпочтительной, так как приводит к уменьшению  $t_{\Theta\Phi}$  по сравнению с круглой формой зрачков (рис. 14.5,  $\delta$ ). Прямоугольную форму выходного зрачка O<sub>1</sub> обеспечивают расположенные в объективе выходного зрачка O<sub>1</sub> пластины с отверстием прямоугольной формы, являющейся своеобразной механической диафрагмой (рис. 14.5). Поэтому такой способ коммутации изображений называют оптико-механическим, а коммутацию без использования механических диафрагм называют просто оптической.

Угол  $\psi_{\rm P}$ , в пределах которого осуществляется развертка, называется рабочим углом. Соответствующую этому углу длину развертки, или длину кинопленки назовем рабочей длиной кинопленки:  $l_{\rm P} = \psi_{\rm P} \cdot R_{\rm P}$ , где  $R_{\rm P}$  — расстояние от оси вращения зеркала до светочувствительного слоя, называемое оптическим рычагом, который геометрически представляет собой радиус фокальной дуги окружности.

Чтобы при фиксированном рабочем угле  $\psi_{\rm P}$  можно было получить большее число изображений снимаемых объектов, т. е. увеличить число кадров, используют механические диафрагмы не с одним, а с двумя отверстиями, и соответственно, не однорядную, а двухрядную линзовую вставку, как это показано на рис. 14.6. Используют даже механические диафрагмы с четырьмя отверстиями (в комплекте с четырехрядными линзовыми вставками).



Рис. 14.6. Расположение в выходном зрачке объектива О<sub>1</sub> пластины с отверстиями (маски) и последовательность появления кадрированных изображений на кинопленке: Кп — кинопленка; О<sub>2</sub> — линзовая вставка; З — зеркало; К компонент; Д<sub>2</sub> — пластина с двумя отверстиями (Д<sub>4</sub> — пластина (маска) с 4-мя отверстиями, соответствующая четырехрядной линзовой вставке; Д<sub>1</sub> — маска с одним отверстием)

У камер с оптическим рычагом  $R_{\rm P} \approx 245$  мм при установке двухрядной линзовой вставки при частоте вращения зеркала 3 000 оборотов в минуту частота съемки составляет 25 000 кадров в секунду (диаметр кадра порядка 10 мм). При установке четырехрядной линзовой вставки и частоте вращения зеркала 75 000 оборотов в минуту частота съемки равна 2 500 000 кадров в секунду (диаметр кадра около 5 мм). На рис. 14.7 приведен пример регистрации процесса с использованием двухрядной линзовой вставки.

5. Непрерывная регистрация изображения при относительном смещении изображения и светочувствительного материала или фотохронография применяется в тех случаях, когда надо получить



Рис. 14.7. Кадрированная регистрация при двухрядной линзовой вставке ответной реакции таблетки ВВ, опертой на стальные кронштейны, на нагружение ударной волной в воде (*a*) и фрагмент схемы экспериментальной сборки, располагаемой между съемочной камерой и ярко светящейся поверхностью, на фоне которой ведется съемка (*б*): НУ — нагружающее устройство, создающее ударно-волновой импульс давления P(t); В — вода в аквариуме; ТВВ таблетка ВВ; СК — стальной кронштейн; СЦ — стальной цилиндр; 1, 2, 3, 4 последовательные положения фронта ударной волны в воде; А-А — плоскость симметрии экспериментальной сборки

фоторегистрацию не в виде отдельных снимков в различные, дискретно заданные моменты времени, а в форме непрерывного отображения движения объекта, либо какой-то его части в заданном направлении. Это заранее определенное направление, вдоль которого будет осуществляться наблюдение и фоторегистрация изменений объекта, выделяется очень часто узкой щелью в непрозрачной пластинке диафрагмы. Такой вид фотохронографии принято называть также щелевой фоторегистрацией или щелевой фоторазверткой. При этом обычно предполагают прямолинейность щели, хотя, например, в практике отработки и исследования генерации детонационных фронтов достаточно часто используют более сложные формы щелей.

Задавать направление, в котором будет осуществляться непрерывная фоторегистрация движения исследуемого объекта или его части, удобнее всего располагая пластину с щелью не непосредственно у ис-



Рис. 14.8. Оптическая схема щелевой фоторазвертки процесса расширения в радиальном направлении металлической оболочки цилиндрического заряда ВВ и его продуктов детонации: НО — направление освещения объекта съемки источником яркого света; Т — трубка (оболочка заряда ВВ); Тр — трещина в оболочке заряда ВВ; ПД — продукты детонации; О<sub>1</sub> — объектив; Дщ диафрагма щелевая (две непрозрачные пластины, разделенные зазором); О<sub>2</sub> вспомогательный объектив, строящий изображение объекта, проходящее через щель диафрагмы, на кинопленке; З — зеркало; Кп — кинопленка

следуемого объекта, а в том месте фоторегистрирующего прибора, где строится четкое изображение объекта, либо в непосредственной близости от этого места На рис. 14.8 показана принципиальная схема прибора, функционирующего в режиме щелевой развертки, в котором щель устанавливается в фокальной плоскости входного объектива  $O_1$  (эта плоскость удалена от объектива  $O_1$  на расстояние  $f_1$ ). Если объект съемки (он изображен в левом нижнем углу картинки) удален от объектива на большое расстояние l, несоизмеримо большее чем  $f_1$ , то в фокальной плоскости появляется действительное изображение объекта. Щель представляет собой зазор, регулируемый по ширине, между двумя непрозрачными пластинами Дщ.

Остановимся на некоторых особенностях получения изображения при щелевой развертке и обработки полученных регистраций на примере с объектом съемки в виде металлической трубы с наружным диаметром 20 мм, которая заполнена взрывчатым веществом, детонирующим со скоростью D (рис. 14.8). Труба расположена горизонтально и пересекает оптическую ось объектива скоростной фотокамеры с зеркалом, ось вращения которого вертикальна. Если по заряду ВВ вдоль оси трубы распространяется со скоростью D детонационное превращение, то образовавшиеся продукты детонации (ПД) сначала вызывают расширение стенки трубы без нарушения ее сплошности. При некоторой степени расширения трубы в металле образуются трещины и вслед за этим ПД начинают вырываться в радиальном направлении наружу (будем считать, что труба располагается в вакуумированном или безвоздушном пространстве). На рис. 14.8 условно изображено состояние нашего объекта исследования в некоторый момент времени, предшествующий пересечению фронтом детонации оптической оси объективов фотокамеры. В направлении оптической оси на объект от специального устройства направлен поток очень яркого света, который, пройдя через входной объектив О1, создает на пластинах Дщ, образующих щель, очень четкое теневое изображение объекта съемки. Часть этого изображения, «вырезанная» (или «пропущенная») щелью, с помощью объектива О<sub>2</sub> и зеркала 3 строится уже на кинопленке (КП). Вращение зеркала приводит к тому, что изображение щели движется вдоль пленки со скоростью V<sub>P</sub>. Так как угол падения луча света равен углу его отражения, то

$$V_{\rm P} = 2\omega_3 R_{\rm P} = 4\pi R_{\rm P} \nu_3,$$

где  $\omega_3$  — угловая скорость вращения зеркала;  $\nu_3$  — частота вращения зеркала.

До того момента, как диаметр поперечного сечения трубы, проходящего через оптическую ось объективов, не начнет увеличиваться, щель, перемещаясь по пленке в направлении  $V_{\rm P}$ , будет оставлять полосу постоянной ширины. Это будет полоса светочувствительного слоя, в котором из-за отсутствия освещенности не начнутся химикофотографические превращения. По сторонам от этой полосы светочувствительный слой под действием яркого света подвергнется химикофотографическим превращениям.

С очень маленькой задержкой относительно прохождения фронтом детонации оптической оси объективов в момент времени, обозначенный нами как  $t_1$ , диаметр трубы начнет увеличиваться, равно как и размер теневого изображения трубы вдоль щели. Поэтому щелевое изображение, продолжающее перемещаться относительно пленки со скоростью  $V_P$ , начиная с момента  $t_1$  будет оставлять на ней все более широкую полосу незасвеченного светочувствительного слоя, отделенного от полосы засвеченного светочувствительного слоя четко выраженной границей. Линия этой границы на изображении кинопленки обозначена нами как Y = Y(X).

На рис. 14.9 показано изображение кинопленки после химико-фотографической обработки экспонированного светочувствительного слоя, называемой проявлением пленки. По виду щелевой фоторазвертки можно предположить, что точка 1 соответствует началу расширения оболочки заряда (трубы), точка 2 предшествует моменту начала про-



Рис. 14.9. Схема изображения на 35 мм кинопленке радиального расширения оболочки цилиндрического заряда ВВ диаметром 20 мм и его продуктов детонации; индекс Пd — диаметр изображения трубки на пленке

рыва продуктов детонации через образовавшиеся трещины в оболочке. Заметим, что опыт показывает полезность априорного построения щелевых фоторазверток до начала их экспериментального получения и расшифровки. Это способствует повышению скорости формирования правдоподобных гипотез при анализе фотохронограмм.

На примере этой щелевой фоторазвертки покажем элементарные приемы, с помощью которых восстанавливают значения характеристик объектов или протекающих в них процессов. Следует подчеркнуть, что все значения вспомогательных величин приведены как результат их измерения на пленке, а не на ее изображении на другом носителе. Таким образом, скорость развертки  $V_{\rm P}$  — это скорость перемещения изображения щели на пленке, 25 мм — это расстояние между рядом перфораций на реальной пленке и т. д. Прежде всего необходимо установить поперечное увеличение  $\beta_{\rm PEF}$ , определяемое объективами. Величина  $\beta_{\rm PEF}$  — это по определению отношение размеров изображения объекта на кинопленке к соответствующему размеру объекта, отображаемому на светочувствительном слое. В нашем случае  $\beta_{\rm PEF} = 5$  мм/20 мм = 0,25, так как наружный диаметр трубы равен 20 мм.

а). Найдем наружный диаметр трубы при начале прорыва продуктов детонации  $y_{d\Pi \Box}$ . Размер объекта  $y_{OE}$  в направлении «y», отображаемом направлением «Y» на кинопленке, связан с размером  $Y_{\Pi}$  на пленке:  $y_{OE} = Y_{\Pi}/\beta_{PE\Gamma}$ . В нашем случае  $y_{d\Pi \Box} = Y_{\Pi \Im}/\beta_{PE\Gamma} = 4Y_{\Pi \Im}$ .

**б**). Найдем задержку времени от начала движения оболочки до прорыва через нее продуктов детонации (ПД) —  $t_{13}$ . Интервал времени процесса в объекте  $\Delta t_{\rm OB}$  связан с отражением его на пленке в виде разницы абсцисс характерных точек соотношением  $\Delta t_{\rm OB} = \Delta X_{\Pi}/V_{\rm P}$ . В нашем случае  $t_{13} = X_{\Pi 13}/V_{\rm P}$ .

**в).** Найдем значение радиальной составляющей скорости оболочки  $W_2$  в момент появления точки 2, которая предположительно непосредственно предшествует прорыву продуктов детонации. Скорость точки объекта  $W_{\rm OB}$  в направлении «y», отображаемого направлением «Y» на кинопленке, связана со скоростью развертки  $V_{\rm P}$  и уравнением траектории этой точки на щелевой фоторазвертке Y = Y(X):

$$W_{\rm OE} = \frac{V_{\rm P}}{\beta_{\rm PE\Gamma}} \cdot \frac{dY}{dX}.$$

Наш случай характеризуется тем, что траектория Y = Y(X) в окрестности точки 2 близка к прямой. В подобных случаях для нахождения производной dY/dX можно использовать простейший графический способ, проведя через нужную нам точку прямую линию, касательную к траектории Y(X), и измерить тангенс угла  $\alpha_{\Pi 2}$  наклона этой прямой к направлению «X». К сожалению, на практике для нахождения производной dY/dX чаще приходится применять численные методы. В нашем случае

$$W_2 = V_{\rm P} \operatorname{tg} \alpha_{\Pi 2} / \beta_{\rm PE\Gamma} = 4 \cdot V_{\rm P} \operatorname{tg} \alpha_{\Pi 2}.$$

Если надо убедиться в том, что точка 3 отражает прорыв ПД, то для этого необходимо найти скорость «подозрительного элемента» объекта, которая отображается на участке траектории Y = Y(X) справа от точки 3. Эта скорость находится формально так же, как и для точки 2. Если полученное значение  $W_3$  существенно отличается от расчетных оценок скорости метания оболочки и близка к оценке скорости разлета ПД в вакуум или воздух, то можно остановиться на сделанном ранее предположении о прорыве ПД, отображаемом особенностями фоторегистрации в окрестности точки 3.

Для того чтобы скорость объекта была определена с возможно большей точностью, на значение скорости развертки  $V_{\rm P}$ , которой задаются при настройке прибора к проведении съемки процесса, накладывается определенное условие. Это условие следует из анализа выражения для ошибки нахождения скорости объекта, которая обусловлена ошибками в определении  $V_{\rm P}$ ,  $\beta_{\rm PE\Gamma}$  и dY/dX. При современном техническом исполнении приборов основной вклад в погрешность измерения  $V_{\rm Ob}$  вносит неточность нахождения dY/dX. Методика расчета погрешностей косвенных измерений позволяет показать, что влияние погрешности измерения dY/dX на конечный результат будет минимально при условии, что dY/dX = 1 (т.е. при tg  $\alpha_{\Pi 2} = 1$  или  $\alpha_{\Pi 2} = 45^{\circ}$  на рис. 14.9). Это условие достигается при следующем соотношении скорости развертки  $V_{\rm P}$  и объекта  $W_{\rm Ob}$ :

$$V_{\rm P} = W_{\rm OE} \cdot \beta_{\rm PE\Gamma}. \tag{14.1}$$

Перед проведением съемки процесса фоторегистратор с целью достижения наибольшей точности измерения скорости объекта настраивают на режим работы со скоростью развертки V<sub>P</sub>, значение которой



Рис. 14.10. Щелевая фоторазвертка поведения таблетки ВВ (на оси симметрии А-А экспериментальной сборки, показанной на рис. 14.7) при ударно-волновом нагружении в воде: Т<sub>вВ</sub> — таблетка ВВ; ФУВ — фронт ударной волны в воде; ПД — продукты детонации низкоплотного заряда ВВ нагружающего устройства; НР — начало расширения таблетки ВВ под действием газообразных продуктов возникшего бурного очагового разложения; V<sub>P</sub> — направление развертки изображения

наиболее близко к тому, что получается расчетом по формуле (14.1), при подстановке в нее ориентировочного (ожидаемого) значения скорости объекта  $W_{\rm OE}$  и известного значения поперечного увеличения  $\beta_{\rm PEF}$ .

Рисунок 14.10 совместно с рис. 14.7 позволяют сопоставить регистрации процессов в двух практически одинаковых экспериментах по исследованию ответной реакции заряда высокоплотного ВВ на ударно-волновое нагружение, проводимых с использованием фоторегистратора, работающего в режиме щелевой фоторазвертки, или фотохронографирования (рис. 14.10), и кадрированной съемки (рис. 14.7). Фотохронографирование велось с помощью узкой вертикальной щели в диафрагме, которая пропускает на светочувствительный материал пленки часть изображения в окрестности осевой линии А-А, показанной на рис. 14.7. Направление развертки, естественно, перпендикулярно направлению щели. Нетрудно видеть, что щелевая фоторазвертка проигрывает кадрированной съемке в наглядности информации, но дает более детальное представление о том, что «непрерывно» происходит в центральной части таблетки ВВ. По фотохронографии можно достаточно точно найти скорости фронтов ударных волн в воде и в таблетке ВВ, и затем, зная ударную адиабату ВВ, вычислить давление его начального ударно-волнового сжатия. По этой же щелевой фоторазвертке можно найти, с какой задержкой после прохождения фронта ударной волны таблетка начинает расширяться под действием образовавшихся газообразных продуктов реакции, т.е. найти задержку бурного проявления разложения ВВ. По этой же регистрации в первом приближении можно найти скорость расширения таблетки ВВ в вертикальном направлении А-А, что позволит с использованием специальной системы газодинамических уравнений рассчитать скорость разложения ВВ, инициированного ударной волной. Но в то же время щелевая фоторазвертка не позволяет узнать, что происходит в окрестности

13 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

той части таблетки BB, где она опирается на стальные кронштейны (см. рис. 14.7).

6. Регистрация при непрерывном относительном смещении светочувствительного материала и изображения с диссекцией последнего была разработана с целью повысить частоту получения изменяющихся во времени изображений объекта по сравнению с тем, что достигается при последовательной кадрированной регистрации изображений. Диссекция оптического изображения заключается в разделении или расчленении его на несколько частей и регистрации каждой полученной части общего изображения как отдельного элемента. Совокупность полученных фоторазверток этих отдельных частей позволяет провести процедуру, «обратную» фоторегистрации, т.е. дешифровку полученной фотоинформации с целью воссоздания исходного изображения объекта в различные моменты времени. Перед тем, как дать геометрические схемы, поясняющие механизм повышения частоты съемки, отметим, что фоторегистрации с диссекцией изображения делятся на два вида: а) с разделением изображения по высоте и б) с использованием систем, называемых растрами.

Схема фоторегистрации с разделением изображений по высоте показана на рис. 14.11 и на рис. 14.12, иллюстрирующих один из вариантов реализации этого метода. На рис. 14.11, *а* показано поле оптического изображения размером  $\Delta X \cdot \Delta Y$ , которое разделено по высоте  $\Delta X$  на  $n_{\rm I}$  частей. При этом высота каждой части или полоски равна  $\Delta X/n_{\rm I}$ . На рис. 14.11,  $\delta$  показано изображение, с помощью специальной оптической системы спроектированное на светочувствительный слой в виде длинной суммарной полосы, которая составлена из изображений полосок. Так как поперечное (линейное) увеличение оптической системы «передачи изображения, построенного в фокальной плоскости для его разделения на  $n_{\rm I}$  полосок, на кинопленку» равно  $\beta_{\rm PEF}^*$  (в общем случае  $\beta_{\rm PEF}^* \neq 1$ ), то высота этой длинной полосы будет равна  $\beta_{\rm PEF}^*(\Delta X \cdot n_{\rm I})$ .



Рис. 14.11. Диссекция кадра размером  $\Delta X \cdot \Delta Y$ , построенного в фокальной плоскости, на  $n_{\rm A}$  полосок и составление из них суммарной (составной) полосы для регистрации на непрерывно перемещающемся фотоматериале

Рис. 14.12. Расчленение изображения и получение суммарной составной полосы с помощью волоконных световодов: *1* — съемочный объектив; *2* — волоконные световоды; *3* — светочувствительный слой пленки



Так как скорость относительного перемещения изображения длинной полосы и светочувствительного слоя равна V<sub>P</sub>, то частота кинорегистрации будет равна

$$\frac{V_{\rm P}/\beta_{\rm PE\Gamma}^*}{\Delta X/n_{\rm A}} = \left(\frac{V_{\rm P}}{\Delta X}\right) n_{\rm A}/\beta_{\rm PE\Gamma}^*.$$

Выражение в круглых скобках равно частоте съемки, которая получилась бы, если исходное изображение  $\Delta X$  проецировалось бы на светочувствительную регистрирующую поверхность полностью без разделения на  $n_{\pi}$  частей по высоте (или формально при  $n_{\pi} = 1$ ).

Таким образом, благодаря искусственному уменьшению шага кадров удается повысить темп непрерывной фоторегистрации.

Наиболее простым способом диссекции изображений является способ расчленения изображений с помощью волоконных световодов (рис. 14.12). Съемочный объектив 1 изображает объект съемки на входном торце (фланце) волоконного световода 2. У выходного торца световода 2 стеклянные его волокна располагаются в одну линию, соответствующую своей длиной составной полосе на рис. 14.11, б. За выходным торцом световода в непосредственной близости от него обычно помещают кинопленку, которая перемещается со скоростью  $V_{\rm P}$ . При таком способе передачи разделенного изображения на кинопленку  $\beta_{\rm PFT}^* = 1$ .

Дешифрование полученного на кинопленке (после химико-фотографической обработки) фотоизображение осуществляется с помощью того же волоконного световода, но при обратном ходе световых лучей. При этом изображение длинной суммарной полосы на киноленте просвечивается с помощью линейного источника света. При медленном перемещении кинопленки на входном фланце световода на поле размером  $\Delta X \cdot \Delta Y$  будет воспроизводиться изображение объекта, изменяющееся во времени.

Растром называется механическая или оптическая система, образованная из большого количества составных элементов, расположенных определенным образом относительно друг друга. Мы ограничимся ознакомлением с действием так называемых линейных растров. Такие растры являются разновидностью механических систем, имеющих вид



Рис. 14.13. Элемент линейного растра, образованного непрозрачными пластинами (b<sup>\*</sup> — ширина щелей, s<sup>\*</sup> — шаг) непрозрачных пластин со множеством щелей (рис. 14.13), и достаточно широко используется при регистрации явлений взрыва и удара.

Для упрощения анализа действия линейного растра предположим, что он расположен непосредственно у светочувствительного слоя фотоматериала так, как это показано на рис. 14.14, а. Пусть съемочный объектив создает в плоскости расположения растра изображение в форме круга. Так как световые лучи проходят только через щели в пластине, то изображение объекта на светочувствительном слое в некоторый момент времени будет иметь вид параллельных штрихов (полосок), как это показано на рис. 14.14, б штриховыми линиями. На этом рисунке штриховой линией в форме окружности показан контур круглого изображения объекта на фотоматериале, которое получилось бы, если между съемочным

объективом и светочувствительным слоем не было бы никаких преград для световых лучей.

Таким образом, благодаря воздействию растра фотоизображение объекта на фотоматериале будет составлено из отдельных элементов в виде полосок, имеющих ширину  $b^{**}$  и отстоящих друг от друга на расстояние ( $S^{**}-b^{**}$ ). Заметим, что из-за несовпадения плоскостей расположения растра и светочувствительного слоя в общем случае справедливы неравенства:  $b^* \neq b^{**}$  и  $S^* \neq S^{**}$ .

Пусть за счет относительной скорости перемещения растра и кинопленки светочувствительный слой сместится в направлении  $V_{\rm P}$ , указанном стрелкой, на величину  $b^{**}$ . Тогда напротив щелей, пропускающих световые лучи, расположатся участки светочувствительного слоя, ранее не подвергавшиеся воздействию света, и на них будет отображена новая полосчатая картинка. Таким образом, появится как бы новый растровый кадр. Число таких растровых кадров, которые можно зарегистрировать на фотоматериале, равно приблизительно  $S^*/b^*$ .



Рис. 14.14. Оптическая схема получения суммарного растрового изображения объекта на светочувствительном слое

При непрерывном смещении фотоматериала со скоростью V<sub>P</sub> будет осуществляться непрерывная фоторегистрация полосчатого изображения. Условная частота такой кинорегистрации равна V<sub>P</sub>/b\*\*. После последующей химико-фотографической обработки на фотоматериале получается так называемое суммарное растровое изображение. Для того чтобы по нему восстановить единичные растровые изображения в различные моменты времени, следующие с интервалом времени  $b^{**}/V_{\rm P}$ , выполняют процедуру расшифровки, которая заключается в следующем. Суммарное растровое изображение располагают за той же растровой пластиной (решеткой), которую равномерно просвечивают по всей поверхности. Равномерно светящиеся щели при этом будут высвечивать из суммарного растрового изображения единичное растровое изображение. Это единичное растровое изображение удобно наблюдать со стороны фотоматериала, так как он после химико-фотографической обработки представляет собой «прозрачную поверхность», на которой рассредоточены элементы изображения разной степени прозрачности. При периодическом смещении материала на величину b\*\* будут последовательно высвечиваться все единичные растровые изображения, из которых было составлено суммарное растровое изображение. Последовательность единичных растровых изображений дает возможность получить представление о динамике изображения объекта съемки.

В качестве примера использования линейного растра приведем суммарную растровую фоторегистрацию распространения детонационного фронта в заряде листового ВВ (рис. 14.15) и картину эволюции детонационного фронта, выявленную в результате дешифровки этой регистрации. В заряде листового ВВ толщиной 2,5 мм, вырезанного в виде трапеции высотой 50 мм, с помощью линейного детонационного волнового генератора создается детонационная волна, фронт которой в начальный момент детонации исследуемого заряда является прямолинейным и совпадает с боковой стороной трапеции. Прямолинейный детонационный фронт в таком заряде ВВ при установившемся режиме имеет скорость 7,5 км/с.

Оптическая схема растровой регистрации незначительно отличается от рис. 14.8, иллюстрирующего принцип зеркальной фоторазвертки изображения. Отличие заключается в том, что в фокальной плоскости первого объектива располагается пластина не с единственной щелью, а пластина линейного растра с рядом параллельных щелей, и объектом регистрации является плоскость заряда BB, по которому движется детонационный фронт. На рис. 14.15, а показано изображение объекта съемки в плоскости расположения растра и условное изображение прямоугольного поля размером  $\Delta X \cdot \Delta Y$ , на котором равномерно рассредоточены параллельных щелей без соблюдения действительного расстояния между ними.



Рис. 14.15. Условное изображение объекта съемки (числа — действительные размеры объекта в миллиметрах) и линейного растра в фокальной плоскости входного объектива О<sub>1</sub>, изображенного на рис. 14.8, (*a*), фрагмент суммарного составного растрового изображения объекта (листа BB с движущимся фронтом детонации) (*б*), полная восстановленная и расшифрованная картина детонационных фронтов в последовательные промежутки времени (*в*): *1* — листовой заряд эластичного BB толщиной около 2 мм; *2* — линейный детонационный волновой генератор; *3* — «точка» инициирования детонации в линейном детонационном волновом генераторе (на нижнем изображении (*в*) пунктирно выделена та часть листового заряда BB, в которой фронт детонационной волны не распространяется — предоставлено И.Ф. Кобылкиным)

## **14.1.2.** Разрешающая способность во времени и способы развертки изображения при фотографической регистрации (см. табл. 14.2).

**1.** Разрешающая способность во времени является одной из важнейших характеристик фоторегистратора, функционирующего в режиме фотохронографирования или в режиме щелевой фоторазвертки изображения.

Если перемещение изображения щели относительно светочувствительного слоя меньше, чем ширина ее изображения на этом слое  $b^{**}$ , то практически невозможно сколь-нибудь определенно измерить его. Поэтому принято считать, что разрешающая способность во времени при щелевой фоторазвертке равна

$$\Delta t_{\min} = b^{**}/V_P.$$
 (14.2)

Возможности улучшения разрешающей временной способности за счет сокращения ширины щели (расстояния между пластинами диафрагмы, рис. 14.8) ограничены проявлением дифракции света. Степень проявления дифракционных эффектов на качестве изображения объектов конкретной оптической системой характеризуется так называемым «числом линий на один миллиметр» (N, лин/мм). Число N определяет расстояние между параллельными линиями, приблизительно равное 1/N, изображения которых, полученные на фоточувствительном слое, еще не сливаются в одну полоску. В первом приближении считают, что предельная (минимальная), еще достаточно резко выделяемая ширина щели определяется по кружку дифракционного рассеяния света и равна ориентировочно 1/2N. Поэтому с учетом дифракционных эффектов считают, что разрешающая способность щелевой фотохронографии равна

$$\Delta t_{\min} = \frac{1}{2NV_P}.\tag{14.3}$$

Формулы (14.2) и (14.3) явно показывают, что для достижения возможности регистрировать все большие скорости развития процессов и различать все меньше разнесенные во времени стадии процессов необходимо повышать скорости развертки.

Тщательный анализ функционирования элементов конструкции щелевых фоторегистраторов, реализующих развертку способом вращающегося зеркала (способ зеркальной развертки), указывает на необходимость повышения  $V_P$  за счет частоты вращения зеркала. Возможности повышения частоты вращения зеркала ограничены тем, что появляются большие трудности в создании специальных подшипниковых опор оси зеркала и специальных двигателей привода вращения зеркала (даже воздушных турбин). Поэтому в зависимости от диапазона характеристик исследуемых объектов и процессов используют разные способы разверток изображения (табл. 14.2).

2. Со способом оптико-механической «зеркальной» развертки мы уже познакомились. Механический способ получения развертки наиболее часто применялся в период, предшествующий промышленному изготовлению устройств фоторегистрации с «зеркальной» разверткой. При этом фотопленка размещалась на вращающемся барабане. В конструкциях с размещением пленки на наружной поверхности барабана скорости развертки ограничивались 100 м/с из-за растяжения пленки и связанной с этим дефокусировки изображения. В конструкциях с размещением фотопленки на внутренней стороне барабана скорости развертки достигали 200 м/с, а при вакуумировании полости аппарата — 300 м/с. Эти скорости развертки были недостаточны для исследования процессов, распространяющихся со скоростями выше 1 км/с. Временная разрешающая способность таких приборов достигала по порядку 10<sup>-6</sup> с.

Конструкции с «зеркальной» разверткой позволяют регистрировать процессы, распространяющиеся со скоростью до 10 км/с при временной разрешающей способности порядка  $10^{-8}$  с. При этом скорость развертки обычно не превышает 10 км/с, хотя в Калифорнийском университете в 1959 г. был разработан прибор со скоростью развертки до 60 км/с.

3. Радикальное улучшение скоростных характеристик приборов, основанных на принципе развертки изображения, связано с использованием электронно-оптического способа развертки. Реализация этого способа развертки оказалась возможной в результате того, что для фотографической регистрации процессов приблизительно с 1950 г. стали использовать электронно-оптические преобразователи (ЭОП). ЭОП начали применять при оптических методах исследования в первую очередь из-за необходимости усиления яркости таких слабосветящихся объектов, как электрические разряды, низкотемпературная плазма. Однако М.М. Бутслов в 1949 г. по предложению Е.К. Завойского поместил в ЭОП с электростатической фокусирующей системой (в область минимального сечения пучка электронов, эмиттируемых входным фотокатодом) четыре пары пластин конденсаторного типа для развертки и запирания изображения быстроизменяющимися электрическими полями. Такая система управления, сходная с той, что используется в осциллографических электронно-лучевых трубках, показана на рис. 14.16.

В некоторых конструкциях ЭОП для приборов съемки сверхбыстропротекающих процессов для усиления яркости изображения на экране 11 (между ним и пластинами 10) располагают один планарный (плоский) ЭОП или каскад из нескольких бипланарных ЭОП (до 5-ти) с магнитной фокусировкой изображения. Кроме того, на «выходе» ЭОП в последнее время стали размещать не слой люминофора, а мишень видикона (элемента телевизионной камеры), ПЗС-матрицу. Но при всех этих дополнительных элементах в сверхскоростных приборах съемки остается неизменной сущность принципа фотохронографирования процесса (получение развертки изображения на экране или другом носителе и хранителе информации). На пленке фотокатода толщиной 100...300 Å (его особенности будут рассмотрены позже при описании



Рис. 14.16. Схема расположения электродов в одном из вариантов конструкции ЭОП для прибора съемки сверхбыстропротекающих процессов: 1 — фотокатод; 2 — металлизированная часть стеклянного корпуса ЭОП (соединенная с проводящим слоем катода); 3 — диафрагма с отверстием диаметром 1,5 мм; 4 — отклоняющие пластины запирания изображения; 5 — заземленная диафрагма; 6 — пластины «горизонтального» отклонения луча; 7 — заземленная диафрагма; 8 — пластины «вертикального» отклонения луча; 9 — заземленная диафрагма; 10 — отклоняющие пластины открывания изображения; 11 — люминесцентный экран

электронно-оптических приборов съемки «обычных» быстропротекающих, а не сверхбыстропротекающих процессов) происходит преобразование оптического изображения, спроецированного с помощью входного объектива, в фотоэлектронный аналог (поток электронов, обозначенный на рис. 14.16 штриховой линией). Распределение плотности электронов в поперечном сечении такого потока отображает распределение освещенности по элементам оптического изображения, построенного объективами. Электростатическая фокусирующая система, образованная электродами 2 и 3, создает электронный пучок минимального сечения, который может отклоняться под действием специальным образом изменяющихся электрических полей между управляющими (отклоняющими) электродами-пластинами. Заземленные диафрагмы 5, 7, 9 имеют щелевые отверстия, благодаря которым возможны большие отклонения электронного луча. Если управляющие электрические сигналы подаются лишь на одну из пар отклоняющих пластин (6 или 8), то реализуется линейная развертка изображения на экране аналогично тому, что наблюдается при развертке светового изображения вращающимся зеркалом.

Скорость развертки — фазовая скорость перемещения пятна пересечения электронного луча с экраном — может превышать  $10^9$  м/с. Это означает, что при размере элементарной ячейки поверхности устройства, воспринимающего электронный луч,  $10^{-5}$  м временная разрешающая способность может достигать  $10^{-14}$  с. Дальнейшее улучшение временной разрешающей способности ограничено эффектами квантовомеханического взаимодействия электронов с отклоняющим электрическим полем, что приводит в конечном счете к неупорядоченным флуктуациям скорости развертки.

ЭОП, аналогичные по принципу действия устройству, изображенному на рис. 14.16, но несколько отличные конструктивно, позволяют осуществлять не только линейную, но и эллиптическую развертку изображения. Для этого на две взаимно перпендикулярные отклоняющие пластины ЭОП прикладывается смещенное по фазе синусоидальное напряжение с частотой в несколько сотен мегагерц. При такой частоте напряжения скорость развертки изображения вдоль эллиптической траектории на экране составляет порядка 10<sup>7</sup> м/с, а временное разрешение достигает единиц пикосекунд (10<sup>-12</sup> с). Рис. 14.17 дает представление о возможностях регистрации сверхбыстропротекающих процессов с использованием отечественных ЭОП, разработаных в ФИАН.

Рис. 14.17. «Эллиптическая» развертка (на ЭОП) изображения осциллирующего канала миниатюрного искрового разряда общей длительностью 200...400 пс (точками показана траектория развертки)



**14.1.3.** Способы высокоскоростного экспонирования (табл. 14.3). Необходимость высокоскоростного экспонирования, т. е. малого времени воздействия на светочувствительный материал светового потока, проецирующего изображение объекта, которое изменяется во времени, обусловлено стремлением сократить степень размытости или смазанности (нерезкости) снимка. Тут имеется в виду размытость или нерезкость, связанная с изменением во времени положения или состояния объекта.

1. При механических способах экспонирования используются непрозрачные диафрагмы (шторки), которые, перемещаясь вследствие специально создаваемых механических воздействий, открывают, а затем закрывают канал (тракт) передачи светового потока, несущего изображение к светочувствительному материалу. Минимальное время экспозиции при фотозатворах с такими элементами обычно не достигает 1 мс. В приборах со съемкой на непрерывно перемещающийся фотоматериал (кинопленку) время экспозиции практически совпадает со временем, в течение которого компенсируется смещение кинопленки (см. рис. 14.1). При этом время экспозиции определяется при фиксированной скорости перемещения киноленты вырезами во втулке, которая вращается вместе с компенсационной призмой, и размером отверстия в экспозиционном окне, расположенном перед фотоматериалом (рис. 14.18). Время экспозиции по порядку равно величине, обратной частоте съемки.

**2.** При электрическом способе экспонирования, как правило, используют искровые генераторы световых потоков для проецирования объектов съемки на светочувствительные материалы, как это показано на рис. 14.2, или для освещения объектов, снимаемых в отраженном свете. Известны схемы источников света с длительностью искрового разряда  $10^{-8}...10^{-7}$  с, которая принимается за время экспозиции.

**3.** При оптико-механическом способе экспозиции, реализуемом при зеркальной развертке световых пучков (рис. 14.4) с помощью оптических затворов, образованных вспомогательными объективами линзовой вставки, общее время экспозиции определяется скоростью перемещения изображений выходных зрачков входного объектива по поверхности расположения зрачков объективов линзовой вставки и размерами этих зрачков. Эффективная экспозиция зависит также и от формы контуров зрачков, как это показано на рис. 14.5. С точностью



Рис. 14.18. Элементы, обеспечивающие время экспозиции при съемке на непрерывно перемещающийся фотоматериал: 1 — втулка; 2 компенсационная призма; 3 — экспозиционное окно; 4 — кинопленка (стрелки указывают направления вращения призмы со втулкой и перемещения кинопленки) до порядка ее можно оценить как  $t_{\Im\Phi} \sim d_1/V_{\rm P} \sim d_2/V_{\rm P}$ . При  $d_1 \approx 5$  мм и  $V_{\rm P} = 5$  км/с  $t_{\Im\Phi} \approx 10^{-6}$  с.

4. При электро-оптическом способе экспонирования применяют, как правило, ячейки Керра (затворы Керра). Действие таких затворов основано на явлении двойного лучепреломления в диэлектриках под воздействием электрического поля (этот эффект обнаружен шотландским физиком Д. Керром в 1875 г.). Затвор Керра (рис. 14.19) образован поляризатором и анализатором с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации и сосудом с прозрачными стенками (из кварцевого или силикатного стекла), заполненного прозрачной жидкостью, в которой помещены два строго параллельных электрода, образующих плоский конденсатор. Между этими электродами на пути светового луча можно внезапно создавать, поддерживать и затем устранять высокооднородное электрическое поле. Плоскости этих электродов и плоскости поляризации поляризатора (и анализатора) образуют угол 45°. В качестве поляризатора и анализатора можно применять поляризационные пленки или поляризационные призмы. Наиболее «удачной» жидкостью в условиях практического применения ячеек Керра является высокоочищенный нитробензол. При отсутствии электрического поля между электродами световой луч, линейная поляризация которого определена действием поляризатора, не пропускается (гасится) анализатором. При включенном электрическом поле конденсатора в жидкости возникает двойное лучепреломление (возникают лучи света с двумя различными скоростями распространения), в результате чего световая волна оказывается эллиптически поляризованной, а анализатор пропускает часть световых волн.



Рис. 14.19. Схема затвора Керра: *1* — поляризатор; *2* — окна сосуда с жидкостью; *3* — пластинки конденсатора; *4* — анализатор; *5* — направление электрического поля, создаваемого пластинами конденсатора; *6* — направление луча света

Для достижения максимальной прозрачности ячейки на электродах надо создать разность потенциалов, значение которой прямо пропорционально кубу расстояния между электродами и обратно пропорционально корню квадратному из длины хода луча света в электрическом поле. Для практически применяемых при фоторегистрации ячейках Керра эта разность потенциалов лежит в диапазоне 3...60 кВ. При этом вся система — поляризатор, ячейка Керра, анализатор — пропускает не более 40% начального потока света. Время срабатывания затвора с нитробензолом при подаче на электроды напряжения 60 кВ составляет  $5 \cdot 10^{-8}$  с, хотя для некоторых жидкостей это время теоретически может достигать  $10^{-9}...10^{-13}$  с.

**5.** При электронно-оптическом способе достигаются практически самые короткие времена экспозиции  $10^{-9}...10^{-12}$  с. Такие короткие экспозиции получают с помощью отклоняющих электродов 4 и 10 и заземленной диафрагмы 5 ЭОП (рис. 14.16).

Между фотокатодом и заземленной диафрагмой 3 имеется постоянная разность потенциалов 18...20 кВ. Электронный луч, несущий информацию об изображении на фотокатоде, в результате фокусировки электростатическим полем проходит через отверстие диаметром 1,5 мм в диафрагме 3. Если к отклоняющимся пластинам 4 прикладывается напряжение, то электронный луч отклоняется от оси трубки ЭОП и не попадает в щель на диафрагме 5. В результате трубка запирается, т.е. электронно-оптический затвор перекрывается.

При снятии напряжения с пластин 4 затвор вновь открывается. Так как импульс напряжения с длительностью требуемого времени экспозиции не является строго прямоугольным, а его передний и задний фронты имеют конечную крутизну, то в процессе срабатывания затвора (закрытии и открытии) происходило бы некоторое нежелательное смещение (дергание) изображения на люминофоре 11. Для устранения этого эффекта служат отклоняющие пластинки 10. Размеры этих пластин и их расположение подобраны таким образом, что они, получая импульс напряжения, одинаковый по амплитуде, но противоположный по знаку по сравнению с пластинами 4, во время открытия затвора вызывают компенсирующее отклонение электронного луча. В этом случае недостаточная крутизна фронта импульса напряжения, приводящая к смещению луча за время раскрытия затвора, роли уже не играет.

**6.** Полностью оптический способ воздействия на световой луч используется для изменения интервала между экспонированием последовательных кадров, но не для управления длительностью собственно экспонирования, и поэтому, строго говоря, не является способом экспонирования. Задание и изменение интервала между экспонированиями двух различных кадров осуществляется путем создания различных длин хода до «своих кадров» световых лучей, полученных раздвоением одного первоначального луча. При этом само время экспозиции, одинаковое для двух кадров, задается модуляцией этого первоначального «коренного» луча.

14.2. Использование цифровых технологий в электроннооптических методах регистрации изображений. Развитие технологий второй половины XX в. привело, в частности, к появлению светочувствительных матриц ПЗС (приборов зарядовой связи), компактных ЭОП (в частности, диодного типа), компактной и мощной цифровой вычислительной техники. Эти три компонента при высоком уровне электронной технологии позволили создать универсальные приборы, объединяющие в себе элементы оптических, электронно-оптических, электронных цифровых устройств. Эти приборы оптических методов измерения позволяют сочетать удобства их использования с очень высокой временной разрешающей способностью и достаточно высоким качеством изображения.

Матрицы ПЗС (или ПЗС-матрицы, а также матрицы ССD), используемые в фотокамерах и высокоскоростных фоторегистрирующих камерах, являются специализированными интегральными микросхемами, каждая из которых состоит из множества фотодиодов, аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и электродов, связывающих их между собой и с внешними устройствами. Эти электроды служат управлению матрицей и снятию информации с нее. ПЗС матрицы выполнены на основе кремния.

С помощью матриц ПЗС изображение, проецируемое на их поверхность, представляется как совокупность элементов — неделимых объектов (обычно квадратной или круглой формы), обладающих определенным цветом. Эти элементы называют пикселями. Изображения, воспринимаемые с использованием пикселей, очень похожи на мозаику, но пиксели располагаются строго по строкам и столбцам. Размеры пикселей матриц для высокоскоростных камер лежат в диапазоне (ориентировочно) 4...15 мкм, при этом матрицы сравнительно малы ориентировочно 1200 × 500 или 600 × 400 пикселей.

В основе функционирования фотодиодов лежит внутренний фотоэффект, т. е. появление в полупроводниковом материале под действием света связанных (спаренных) электрических зарядов — электронов и «дырок».

До экспонирования подачей определенной комбинации напряжений на электроды матрицы производится сброс всех ранее образованных зарядов и перевод всех элементов матрицы в единое состояние. Затем комбинация напряжений на электродах создает потенциальную яму для накопления электронов, которые могут образоваться в данном пикселе матрицы в результате воздействия света. При экспозиции образуются спаренные заряды. Чем интенсивнее световой поток во время экспозиции, тем больше электронов окажется в потенциальной яме и тем выше заряд пикселя. После экспонирования последовательным изменением напряжения на электродах формируют в каждом пикселе и рядом с ним распределение потенциалов, которое приводит к перетеканию заряда в заданном направлении к выходным элементам матрицы. АЦП, входящее в состав ПЗС матриц для скоростных камер, преобразует
распределение зарядов по пикселям в двумерный цифровой массив — модель изображения, которая передается во внешнюю среду — устройства обработки цифровой информации и выдачи ее в графическом виде, удобном для изучения зарегистрированного процесса.

ЭОПы, применяемые в приборах высокоскоростной и сверхвысокоскоростной съемки, можно разделить на два типа.

Устройства первого типа — это «время анализирующие» ЭОП, основные управляющие элементы (электроды) которых показаны на рис. 14.16. Наличие управляющих электродов позволяет с помощью электронного луча строить на люминофоре экрана щелевые регистрации, кадровые изображения для различных моментов времени в разных частях экрана (обычно до 6 кадров). Включение в состав такого ЭОП матрицы ПЗС, находящейся в «оптическом контакте» с люминофором, лежит в основе некоторых приборов регистрации сверхбыстопротекающих оптических явлений в цифровой форме с последующей компьютерной обработкой для построения изображений. Фоторегистраторы с ЭОП такого типа практически незаменимы при исследованиях сверхбыстропротекающих процессов, распространяющихся со скоростью более 10 км/с.

Второй тип ЭОП, очень часто используемый в конструкциях современных камер для оптических исследований быстропротекающих процессов, — это так называемые «бипланарные» ЭОП диодного типа. Эти ЭОП отличаются малым расстоянием от люминофора до фотокатода (до 2 мм), отсутствием между ними управляющих электродов и выполняют функцию усилителя яркости изображения, а также функцию светового затвора.

Заметим, что ЭОП обоих типов можно использовать как преобразователи спектрального диапазона электромагнитных колебаний, «передающих» изображение объекта. Например, с помощью таких ЭОПов можно сделать видимыми глазу объекты с рентгеновским, с ультрафиолетовым или с инфракрасным спектрами излучений, которые не воспринимаются «невооруженным» глазом.

Материал для пленок фотокатодов выбирают в зависимости от того, к какому спектральному диапазону входного излучения должен быть чувствителен ЭОП. Так, полупрозрачные серебряно-кислородно-цезиевые фотокатоды наиболее чувствительны к излучению с длиной волны более 1300 нм. У многощелочных (натрий-калий-цезий-Sb...) фотокатодов максимум чувствительности и длинноволновый порог приходятся на 500 и 900 нм соответственно. Длина волны, на которую приходится максимум излучения экрана, для люминофоров на основе ZnS с добавками As, Cl, Mn лежит в диапазоне 450...590 нм.

Для того чтобы получить более чем тысячекратное усиление яркости изображения, используют последовательное расположение (каскадное) ЭОП. Для улучшения разрешающей способности таких систем для переноса изображения с экрана предыдущего ЭОП на фотокатод следующего можно использовать шайбы, состоящие из множества очень тонких световодов. Одна плоскость шайбы покрывается люминофором и служит экраном, а на противоположную плоскость наносится фоточувствительный слой (фотокатод) следующего ЭОП. Потерь света при прохождении по оптоволокну практически нет. Разрешаюшая способность зависит от диаметра оптоволокна и может достигать 100 линий на миллиметр.

Наличие современной элементной базы в виде ПЗС-матриц, ЭОП, электронных устройств надежного и высокоскоростного обращения с потоками цифровых двоичных кодов (в частности, их преобразования), персональных компьютеров позволяет создать и реализовать различные функциональные схемы «электронных» приборов для регистрации быстропротекающих процессов. На рис. 14.20 представлена одна из них. Этот рисунок вместе с рис. 14.21 иллюстрирует получение электронно-оптическим прибором покадровой регистрации распространения детонации по длинному цилиндрическому заряду высоко бризантного ВВ. За фронтом детонации, проявляющемся на поверхности заряда в виде очень тонкой яркой полосы, которая движется со скоростью D, происходит разлет продуктов разложения BB в боковом направлении со скоростью, меньшей, чем D, но того же порядка. Поэтому продукты детонации образуют конус, который смещается вниз со скоростью D относительно заряда ВВ. Для получения наиболее четкого изображения контура этого конуса съемку ведут «на просвет», т.е. на фоне такого яркого источника света, что продукты взрыва кажутся темными. Поэтому объектив строит в плос-



Рис. 14.20. Одна из функциональных схем электроннооптической системы регистрации быстропротекающих процессов: 1 — исследуемый (регистрируемый) объект; 2 — направление освещения объекта; 3 — входная оптическая система; 4 — световой пучок; 5 — делитель входного изображения; 6 — усилитель яркости изображения; 7 — ряд ПЗС-матриц; 8 — электронный блок управления камерой; 9 — персональный компьютер; 10 — принтер; 11 — монитор высокого разрешения



Рис. 14.21. Последовательность экспонирования ПЗС-матриц

кости входного зрачка устройства, называемого делителем изображении, теневую картину объекта съемки. На рис. 14.22 показан один из вариантов реализации делителя входного изображения на восемь копий с использованием восьмигранной зеркальной пирамиды. Каждая из восьми копий исходного изображения объекта, пройдя через



Рис. 14.22. Вариант схемы делителя входного изображения: 1 — плоскость расположения основного входного изображения; 2 — промежуточная оптическая система; 3 — поверхность отражающего зеркала (8 штук); 4 — зеркальный (восьмигранный) пирамидальный светоделитель; 5 — один из восьми выходов на модуль усиления яркости (ЭОП) изображения на ПЗС-матрице

электронно-оптический усилитель яркости, проецируется на поверхности «своей» ПЗС-матрицы (одной из восьми, выстроенных в ряд). На рис. 14.20 показаны теневые картинки объекта на момент времени, при котором изображение детонационного фронта попадает на середину кадра. Изображения с ПЗС-матриц считываются с помощью электронного блока камеры, входящего вместе с персональным компьютером в единую систему управления процессом регистрации. Рисунок 14.21 иллюстрирует последовательность экспонирования матриц и считывания, зарегистрированных на них изображений объекта. На этом рисунке «высветлены» изображения только на экспонированных ПЗС-матрицах. Матрицы, изображения на которых не экспонированы, показаны затемненными. Для упрощения иллюстрации мы принимаем, что время общего экспонирования каждой матрицы t<sub>0</sub> мало настолько, что размазывания (сдвига) изображения, которое реально происходит в интервалах времени  $t_1 \dots (t_1 + t_0), t_2 \dots (t_2 + t_0)$  и т.д., можно не показывать. Вслед за экспонированием ПЗС-матрицы, происходящим за время *t*<sub>0</sub>, следует фаза считывания с нее информации. Считываемая информация записывается в устройствах памяти электронного блока камеры и персонального компьютера. После считывания информации с некоторой задержкой осуществляется перевод матрицы в исходное состояние, подготовленное для начала нового экспонирования. Пока происходит экспонирование одной матрицы и считывание с нее информации, остальные ждут своей очереди. Следующая ПЗС-матрица включается в процесс регистрации по команде с компьютера в момент  $t_2$ , следующая за второй матрица — в момент  $t_3$  и т. д. Время экспозиции to каждой матрицы может задаваться компьютером для каждого кадра, правда, с заданным шагом  $\Delta t_0 = \text{const.}$  Время между кадрами также может задаваться независимо, но с определенным шагом изменения от кадра к кадру.

Если электронно-оптическая камера не имеет делителя изображения и содержит единственную ПЗС-матрицу (приемник изображения, изменяющегося во времени), то время между кадрами будет получаться существенно больше, чем может быть достигнуто в камерах со светоделителем и рядом нескольких ПЗС-матриц, на которые одновременно проецируются, но не одновременно «считываются», изменяющиеся изображения объекта. Но в камерах с единичной ПЗС матрицей сравнительно просто организуется режим щелевой фоторазвертки.

14.3. Световые затворы. Одними из важных устройств, используемых при высокоскоростной съемке объектов и регистрации быстропротекающих процессов, являются световые затворы. Эти устройства часто являются элементами конструкций стандартизованных фоторегистрирующих камер, но могут применяться и как самостоятельные элементы в специализированных системах оптической регистрации и находиться вне съемочных камер. В зависимости от назначения они разделяются на три группы:

- затворы, наличие которых обусловлено принципом, положенным в основу съемки (см. табл. 14.3), а функционирование обеспечивает необходимое время экспонирования светочувствительного материала или устройства (например, ПЗС-матрицы);
- 2) предохранительные затворы;
- высокоскоростные затворы для перекрытия светового тракта с целью избежать (не допустить) повторного наложения изображения на уже экспонированную кинопленку.

**1.** Основные необходимые сведения относительно световых затворов первой группы были уже рассмотрены (см. 14.1.3).

2. Предохранительные затворы предназначены для того, чтобы за некоторое время до съемки, обычно порядка секунды, открыть оптический тракт прибора, а затем, после съемки, закрыть его. При этом фотопленка или другой светочувствительный элемент (устройство) предохраняются от засветки в течение длительного времени до и после регистрации процесса. Такие затворы являются простыми и, как правило, медленно действующими механизмами. В качестве привода для движущихся элементов конструкции (шторок или лепестков) применяют электромагниты с возвратными пружинами или электродвигатели.

3. Высокоскоростные затворы для перекрытия светового тракта во избежание повторных наложений изображения применяют в приборах с неподвижными светочувствительными приемниками информации (кинопленки, люминофоры, ПЗС-матрицы) и с ограниченным полным временем записи на них информации. При этом приборы предназначены для исследования процессов и объектов, которые являются источниками достаточно яркого света в течение времени, многократно превышающего длительность записи нужной части информации. Так, например, при регистрации начальной стадии взрыва некоторого специализированного заряда массой около 100 кг из смесевого алюминизированного ВВ прибором, схема которого приведена на рис. 14.4, при скорости развертки 3750 м/с и при рабочей длине пленки 375 мм (это соответствует  $\psi_p = 90^\circ$ ) длительность полной развертки или время, отводимое на регистрацию на кинопленке интересующей исследователя стадии процесса, равно 100 мкс. При этом время яркого свечения объекта составляет порядка 10<sup>5</sup> мкс (рис. 14.23). Если после окончания полной развертки, длящейся 100 мкс, не перекрыть доступ света от объекта к вращающемуся зеркалу, то оно, продолжая вращаться, вызовет многократное повторное засвечивание пленки. В результате этого изображение, экспонированное в течение первых 100 мкс процесса и являвшееся целью проведения эксперимента, будет либо испорчено, либо полностью утрачено.

Высокоскоростные затворы для перекрытия оптического тракта по принципу действия могут быть разделены на затворы электромеханические, электродинамические, затворы взрывного типа, затворы с ис-



Рис. 14.23. Длительное яркое свечение заряда ВВ массой порядка 100 кг в результате недетонационного взрыва от внешнего воздействия превышает исследуемую критическую стадию процесса бездетонационного способа экстренной нейтрализации этого заряда, которая регистрируется в течение времени порядка 100 мкс после момента, принятого за начало процесса (0 мкс)

пользованием принципа полного внутреннего отражения, затворы с использованием явления двойного лучепреломления.

a). В электромеханических высокоскоростных затворах элементы, перекрывающие оптический тракт внутри съемочной камеры (шторки или лепестки), перемещаются под действием якоря электромагнита. При подаче на электромагнит напряжения происходит открытие затвора, а при снятии напряжения с наперед задаваемой необходимой задержкой после открытия затвора происходит перекрытие оптического тракта. Обратное движение якоря электромагнита, вызывающее закрытие затвора, как правило, осуществляется пружиной, сжимаемой при открывании затвора. Время выдержки затвора в открытом состоянии обусловлено управляющими импульсами напряжения, которые формируются с помощью специальных электрических или электронных блоков управления. Время, затрачиваемое шторкой или лепестком на перекрывание узкой щели шириной 0,1...0,2 мм, которая используется при щелевой фоторегистрации, не удается сократить до значений, меньших  $10^{-2}$ ... $10^{-3}$  с. Для сокращения времени перекрывания светового отверстия диаметром 15 мм используют уже двухлепестковые конструкции. Это позволяет перекрывать оптический тракт такого диаметра за 5 мс. Если такие характеристики светового затвора не удовлетворяют условиям эксперимента, то используют иные устройства, в частности, оригинальные (самодельные), располагаемые уже вне камеры фоторегистрации.

б). Электродинамические высокоскоростные затворы в качестве движущихся элементов содержат малоинерционные проводники, находящиеся в резко изменяющемся магнитном поле. Достаточно удачными и часто используемыми являются конструкции, в которых магнитное поле создается плоскими катушками (рис. 14.24, а). На рисунке показан электродинамический затвор многократного действия. В этом затворе перекрытие либо открытие отверстия осуществляется тонкой металлической пластиной (фольгой), отклоняемой от первоначального положения воздействием магнитного поля от импульса тока в одной из плоских спиральных катушек, прилегающих к этой пластине в ее начальном положении. Импульс тока в катушке создается разрядом конденсатора, предварительно заряженного до определенного напряжения, соответствующего энергии порядка 20 Дж. Катушка, намотанная вокруг отверстия, служит для его открытия, а другая — для перекрытия. Поворачивающиеся пластинки толщиной 0,3 мм делают из дюралюминия. При диаметре светового отверстия 28 мм время открытия такого затвора составляет 2 мс, а закрытия — 3 мс.

Для того чтобы существенно уменьшить время перекрытия светового отверстия в виде щели шириной 3 мм и длиной 30 мм используют



Рис. 14.24. Схемы быстродействующих устройств для перекрытия оптического тракта: *а* — электродинамический затвор; *б* — затвор с использованием полного внутреннего отражения на зазоре, изменяемом магнитострикционным способом; *в* — затвор с использованием полного внутреннего отражения на зазоре, изменяемом пьезоэлектрическим способом; *г* — взрывной затвор (*1* — плоские спиральные катушки; *2* — поворачивающаяся тонкая металлическая пластина; *3* — обойма из магнитострикционного материала; *4* — катушка; *5* — прозрачная пластина из пьезоэлектрика; *6* — быстродействующий электродетонатор; *7* — стеклянная плоскопараллельная пластина

электродинамические затворы однократного действия, работающие только на запирание отверстия. Эти затворы содержат только одну катушку и перекрывающий элемент из фольги толщиной 0,03мм. При закрывании отверстия фольга деформируется и для повторной работы затвора требуется ее замена. Время срабатывания такого затвора равно 50 мкс. Существуют и другие разновидности фольговых электродинамических затворов.

в). Затворы, построенные с использованием явления полного внутреннего отражения, позволяют перекрывать оптические тракты большого диаметра (порядка 10 мм) за время 1000...100 мкс. Эти затворы содержат две прямоугольные стеклянные призмы, обращенные друг к другу длинными (диагональными) гранями. Над длинной гранью нижней призмы, на которую подается входной световой поток  $\Phi_{BX}^*$ , находится зазор величиной  $\delta$ , отделяющий эту грань от диагональной грани верхней призмы, если затвор является магнитострикционным (рис. 14.24, б). В затворах, которые мы условно назовем «пьезоэлектрическими» (рис. 14.24, в), этот зазор расположен между длинной гранью нижней призмы и прозрачной пластиной из пьезокристалла, прикрепленного к «диагональной» грани верхней призмы. Если величина б зазора больше, чем половина длины волны света (реально 1...6 длин волны), то входной поток  $\Phi_{BX}^*$ , несущий изображение, отражается от длинной грани нижней призмы (как от поверхности зеркала) потоком Ф<sup>\*</sup><sub>вых</sub>, который попадает в конечном счете на светочувствительный материал регистратора изображения. Для того, чтобы убрать отраженный поток, достаточно уменьшить зазор  $\delta$  до значения, меньшего чем половина длины волны света. Тогда поток  $\Phi^*_{BX}$  будет распространяться без отражения прямолинейно в прежнем направлении, минуя светочувствительный материал.

Необходимого уменьшения зазора  $\delta$  можно достичь, используя, например, сжатие втулки из магнитострикционного материала, в которую вставлена нижняя призма, воздействием магнитного поля, возникающего при пропускании тока через обмотку электромагнита. Такие затворы называются магнитострикционными.

Необходимое уменьшение зазора  $\delta$  можно также достичь расширением пьезоэлектрической пластинки, которое возникает при подаче на металлизированные плоскости пластины соответствующей разности потенциалов. В случае пластин из сегнетовой соли толщиной 1...3 мм достаточно подавать напряжение 30...90 В. Конечно, изготовление таких затворов достаточно трудоемко.

г). Взрывные затворы, как и большинство устройств взрывного типа, не только сравнительно просты в отношении изготовления и использования, но и обладают высоким быстродействием. На рис. 14.24, *а* показана схема одного из затворов взрывного действия, располагаемого внутри конструкции высокоскоростной фотокамеры. Два быстродействующих электродетонатора (БЭД), содержащие десятые доли грамма BB, с помощью специальных заглушек устанавливаются в контакте с боковыми гранями плоскопараллельной пластины из стекла, расположенной поперек оси оптического тракта.

При подаче на быстродействующие электродетонаторы импульса высокого напряжения происходит их взрыв с задержкой порядка одной микросекунды, и по стеклу начинают распространяться к оси оптического тракта две ударные волны. Их интенсивность такова, что по мере распространения фронтов этих волн стекло теряет прозрачность (мелко растрескивается). Время перекрытия светового отверстия диаметром 40...50 мм составляет приблизительно 10...15 мкс.

д). При отсутствии фоторегистраторов со встроенными световыми затворами, обладающими надлежащим быстродействием, экспериментаторы при необходимости перекрывания оптических трактов за время порядка десятков микросекунд часто используют *самодельные взрывные устройства*. Такие устройства содержат контейнеры, заполненные мелкодисперсным порошком либо водой. Эти вещества в диспергированном состоянии выбрасываются продуктами детонации небольших зарядов ВВ в направлении оптического тракта и перекрывают его. Такие своеобразные световые взрывные затворы устанавливаются между фоторегистрирующей камерой и снимаемым объектом рядом с осью оптического тракта. В полевых условиях объекты съемки удается закрывать за время в несколько сотен микросекунд, а в лабораторных условиях времена перекрытия оптического тракта можно сделать на порядок меньше.

е). При необходимости применения световых затворов со временем действия на порядок и, тем более, на порядки меньшим микросекунды обычно используют ячейки Керра. Но в отличие от затворов, предназначенных для задания времени экспозиции, плоскости поляризации поляризатора и анализатора, расположенных по разные стороны от ячейки Керра, устанавливают параллельно (пластинки поляризатора и анализатора, естественно, перпендикулярны оси оптического тракта). При этом затвор в отсутствие напряжения на электродах в ячейке Керра пропускает световой поток, и наоборот — при подаче напряжения на электроды — перекрывает оптический тракт.

ж). Быстродействующие затворы с использованием эффекта Поккельса не нашли широкого применения в фотографических съемочных камерах. Следует заметить, что развитие лазерной техники стимулировало поиск материалов с повышенной скоростью проявления эффекта Поккельса в твердых диэлектриках. В результате в лазерной технике стали применяться световые затворы, использующие эффект Поккельса и обладающие быстродействием не хуже, чем ячейки Керра. Но к этому времени период «расцвета» и интенсивных разработок новых конструкций оптических съемочных камер закончился.

з). При необходимости пропускания интенсивных потоков света без существенных потерь и невысоким (по сравнению с ячейкой Керра) быстродействием (перекрытие оптического тракта за 0,1...0,15 мкс) применяют магнитооптические затворы Фарадея. Эти затворы, в от-

личие от затворов Керра, между поляризатором и анализатором содержат стеклянный блок, вытянутый вдоль оси светового луча и помещенный внутри катушки индуктивности. При подаче в катушку импульса тока, появляющееся магнитное поле вызывает поворот плоскости поляризации в стеклянном блоке. В зависимости от взаимной ориентации плоскостей поляризации поляризатора и анализатора это приводит либо к открытию, либо закрытию светового затвора.

## 14.4. Устройство и характеристики некоторых общеупотребительных приборов высокоскоростной фоторегистрации.

**14.4.1.** Высокоскоростной фоторегистратор СФР института химической физики АН СССР. Высокоскоростной фоторегистратор СФР (в дальнейшем просто СФР), разработанный в 1948 г. в Институте химической физики АН СССР, является одним из аппаратов (приборов), без использования которых было бы трудно представить возможность достижения отечественными исследователями современного уровня знаний в области высокоинтенсивных газодинамических процессов.

СФР является полуавтоматической установкой, состоящей из съемочной камеры со сменной оптикой и пульта управления, связанных между собой и с сетью питания специальными электрошнурами (рис. 14.25). Съемочная камера легко и быстро собирается в варианте для осуществления кадрированной съемки и в варианте для фотохронографирования, т.е. для щелевой фоторазвертки процесса.

Пояснение основных особенностей использования СФР начнем с варианта его сборки для *щеле*-



Рис. 14.25. Внешний вид установки СФР (высота пульта управления около 1,2 м)

вой фоторазвертки, схематически изображенного на рис. 14.26. На этом рисунке также показан один из возможных объектов съемки, в котором под действием импульса напряжения со стороны пульта управления возбуждается регистрируемый процесс — детонационная волна, распространяющаяся вниз от быстродействующего электрического капсюля-детонатора.

Съемными элементами, которые для реализации варианта щелевого фоторегистратора устанавливают на корпусе и внутри корпуса съемочной камеры, являются: входной объектив, диафрагма с линейной щелью (регулируемой ширины) в составе поворотного блока, лепестковый быстродействующий электромагнитный затвор для перекрытия оптического тракта для предотвращения повторной засветки кино-



Рис. 14.26. Упрощенная схема связи элементов СФР в варианте регистрации щелевой фоторазвертки процесса: 1 - входной объектив; <math>2 - диафрагма с линейной щелью в составе поворотного блока; 3 - лепестковый электро-магнитный затвор перекрытия оптического тракта; <math>4 - коллектив («второй объектив»); 5 - вращающееся зеркало; <math>6 - условное изображение электро-двигателя и редуктора вращения зеркала; <math>7 - кинопленка; 8 - железная пластинка (магнитная метка зеркала); <math>9 - катушка; 10 - рукоятка для вращения катушки вокруг оси зеркала; <math>11 - каскад устройств формирования импульсов «треугольной» формы; <math>12 - устройства регулировки напряжения питания электродвигателя; <math>13 - электронно-лучевой тахоскоп; 14 - кварцевый генератор электрических колебаний; <math>15 - индикатор лампового тахометра; <math>16 - блок синхронизации; 17 - генератор инициирующего импульса; <math>18 - блок схемы автоматики; <math>19 - элементы схемы привода электромагнитного затвора; <math>20 - электроконтакт контроля открытия лепесткового затвора; <math>21 - исследуемый объект (заряд ВВ, детонирующий от срабатывания быстродействующего детонатора)

пленки после ее экспонирования, коллектив («второй объектив»). Для упрощения восприятия связи пульта управления и съемочной камеры элементы последней изображены условно (в действительности детали и устройства, обозначенные поз. 1, поз. 2, поз. 3, поз. 4 сгруппированы более компактно и расположены ближе к вращающемуся зеркалу поз. 5).

Зеркало СФР приводится во вращение коллекторным электродвигателем. Частота вращения зеркала регулируется вручную изменением напряжения питания электродвигателя. При нахождении значения скорости развертки V<sub>P</sub>, при которой происходит фоторегистрация процесса, оказываются задействованными следующие детали и устройства: магнитная метка, вращающаяся вместе с зеркалом; электромагнитный датчик метки — катушка, индуцирующая электрический импульс при прохождении под ней магнитной метки и поворачиваемая вокруг оси вращения зеркала от руки; устройство формирования импульсов «треугольной» формы; ламповый тахометр со стрелочным индикатором; кварцевый генератор; электронно-лучевой тахоскоп. Наблюдение на экране электронно-лучевого тахоскопа статических фигур в виде эллипса с различным количеством пичков (на рис. 14.26 штриховой линией показана фигура, состоящая из эллипса с двумя пичками) позволяет констатировать частоту вращения зеркала, при которой скорость развертки  $V_{\rm P}$  имеет одно из значений: 375 м/с (1 пичок), 750 м/с (2 пичка) и т. д. до 3750 м/с (10 пичков). Положение пичков на эллиптическом следе электронного пучка на люминофоре электроннолучевой трубки становится неподвижным только тогда, когда частота следования импульсов с катушки над вращающимся зеркалом с магнитной меткой оказывается строго кратной эталонной частоте (125 Гц) колебаний напряжения, создаваемых с помощью кварцевого генератора и делителя частоты. При этом погрешность измерения — менее 0,1%.

Камера имеет ограниченный рабочий угол  $\psi_P = 90^\circ$ , поэтому оптическим образом проявляемый процесс должен возникнуть при таком положении вращающегося зеркала, когда изображение объекта находится на кинопленке, лучше всего — в начальной ее части. Для достижения этой особенности используют ряд элементов и устройств камеры. К нему относятся упомянутые ранее: магнитная метка над вращающимся зеркалом; электромагнитный датчик метки — катушка; каскад устройств, формирующих импульсы треугольной формы, которые появляются практически в момент прохождения магнитной метки под катушкой; блок синхронизации; генератор инициирующих импульсов; блок со схемой автоматики; элементы схемы привода затвора; контакт контроля открытия затвора.

Прибор СФР является полуавтоматическим устройством. Поэтому для осуществления фоторегистрации исследователь поворотом рукоятки переключателя устанавливает время, в течение которого лепестковый электромагнитный затвор будет открыт для пучка света, а затем вручную добивается требуемой скорости развертки. Нажатием кнопки «ПУСК» на пульте управления вызывается последовательность операций, которые выполняются автоматически: открытие и закрытие лепесткового затвора перекрытия оптического тракта, выдача импульса для инициирования исследуемого процесса, выдача импульса синхронизации при необходимости совместного функционирования камеры СФР и устройств импульсного освещения (подсветки) объекта, выключение прибора.

Съемочная камера СФР в варианте щелевой фоторазвертки имеет следующие основные характеристики. Расстояние от камеры до регистрируемого объекта может составлять от 2 м до (практически) бесконечности. При малых расстояниях используется входной объектив с фокусным расстоянием 630 мм (при этом угол поля зрения — 2,5°), при самых больших расстояниях — объектив с фокусным расстоянием 6000 мм и углом поля зрения 0,3°. Оптическое разрешение системы составляет 20 лин/мм. При ширине изображения щели на кинопленке 0,1 мм и максимальной скорости развертки 3750 м/с разрешающая способность во времени оценивается как  $2 \times 10^{-8}$  с. Полное время фоторегистрации процесса на рабочей части пленки длиной 375 мм в зависимости от скорости развертки изменяется от 100 мкс до 2,5 мс.

Для того чтобы осуществить кадрированную съемку, съемочную камеру перенастраивают следующим образом. Между вращающимся зеркалом и кинопленкой (зафиксированной на специально изогнутой рамке станины прибора) закрепляется линзовая вставка (см. рис. 14.4), меняются оба объектива и вместо щелевой диафрагмы на пути светового пучка ставится диафрагма-маска, количество отверстий в которой соответствует числу рядов в линзовой вставке (см. рис. 14.6)

В варианте для кадрированной съемки камера СФР имеет следующие основные характеристики. Фокусные расстояния входных объективов равны 60 и 200 мм. Размеры кадров: диаметр 10 мм при двухрядной линзовой вставке и  $5 \times 5$  мм при четырехрядной линзовой вставке (съемка ведется на 35 мм пленку, у которой расстояние между рядами перфораций равно 25 мм). При максимальной частоте вращения зеркала (скорости развертки) частота съемки равна  $2,5 \times 10^6$  кадр/с (на пленке умещается 270 кадров размером  $5 \times 5$  мм). Минимальная скорость съемки — в 100 раз меньше.

Независимо от того, в каком варианте сборки функционирует СФР, генератор инициирующего импульса позволяет на выходном конце специального высоковольтного кабеля длиной 100 м, подключенного к пульту управления, получать импульс напряжения амплитудой до 10...12 кВ. Такой импульс напряжения, поданный на последовательно соединенные в количестве до нескольких десятков специальных быстродействующих электродетонаторов, вызывает в них детонацию с задержкой (ориентировочно) в десятые доли микросекунды. Такие быстродействующие электродетонаторы в отличие от электродетонаторов (ЭД), традиционно применяемых в подрывных работах общей промышленной или саперной направленности, мы будем в дальнейшем обозначать и называть БЭД. Появление инициирующего импульса обусловлено прохождением магнитной метки зеркала под электромагнитным датчиком метки-катушкой, определяющей положение зеркала. Этот датчик может быть повернут вокруг оси зеркала и зафиксирован в любом положении, что позволяет получать импульс от датчика и, следовательно, инициирующий импульс в любом заранее заданном положении вращающегося зеркала. Это, в свою очередь, дает возможность надежно регистрировать различные стадии достаточно длительных процессов, инициируемых, однако, «по команде» с пульта управления СФР.

В случае необходимости регистрировать процессы, которые возбуждаются «естественным» образом, независимо от функционирования элементов фоторегистрирующего прибора (например, процесс детонации, появившийся не в результате срабатывания БЭДа по «команде» от СФР, а вследствие нестабильно развивающегося во времени перехода горения во взрыв) стремятся использовать так называемые ждущие фоторегистраторы, называемые иногда ждущей лупой времени.

14.4.2. Ждущая лупа времени (ЖЛВ) института физики Земли АН СССР. ЖЛВ-2 является установкой (рис. 14.27), способной функционировать в режиме ожидания в течение некоторого промежутка времени (практически от нуля до единиц секунд) до появления оптически проявляемого процесса, а затем осуществить его высокоскоростную фоторегистрацию. Этот прибор, разработанный в Институте физики Земли и использованный уже в 1961 г. при исследованиях, связанных с проведением высотных ядерных взрывов, так же, как и СФР, достаточно быстро может быт настроен для кадрированной съемки и для щелевой фоторегистрации. На рис. 14.28 показана схема варианта камеры для кадрированной съемки.

Рис. 14.27. Внешний вид высокоскоростной фотографической камеры ЖЛВ-2: 1 — камерная часть; 2 — сменный оптический блок; 3 пульт управления; 4 — фотореле; 5 — выносной пульт управления (высота установки ~ 1 м; вакуумный пост с форвакуумным насосом для откачки воздуха из внутренней полости камерной части не показан)



Для обеспечения ждущего режима величина рабочего угла  $\psi_P$ выполнена равной 360°. Это достигнуто применением двух развертывающих зеркал, 7<sub>В</sub> и 7<sub>Н</sub>, вращающихся на одной оси, имеющих двухстороннее отражение и расположенных друг к другу под углом в 45°. Эти зеркала расположены в раздельных оптических каналах (в двух ярусах): в верхнем и нижнем. Оба канала включают кроме развертывающих зеркал зеркальную делительную систему 3 и 4, объективы 5, и компоненты 6. Входная линзовая система 1 — общая для двух ярусов. Диафрагма-маска 2 расположена во входных зрачках объективов 5. Ее изображение попарно образуется перед линзовыми вставками  $8_1, 8_2, 8_3, 8_4$  и выполняет роль световых затворов, обеспечивающих фоторегистрацию раздельных изображений на кинолентах в два ряда. Заметим, что принцип последовательной кадрированной регистрации изображения, образованных рядом идентичных объективов, или принцип оптико-механической коммутации изображений был подробнее рассмотрен нами ранее. Буквами А, Б, В, Г обозначена последовательность фоторегистрации.

На рис. 14.28 показаны двухрядные линзовые вставки и соответствующая им диафрагма-маска 2. В ЖЛВ-2 можно использовать смен-



Рис. 14.28. Принципиальная оптическая схема установки ЖЛВ-2 в варианте для кадрированной съемки: 1 — входная линзовая системы; 2 — диафрагмамаска; 3 — и 4 — элементы зеркального делителя изображений на два яруса; 5 — объективы; 6 — компоненты; 7<sub>в</sub> и 7<sub>н</sub> — разворачивающие зеркала верхнего и нижнего яруса; 8<sub>1</sub>, 8<sub>2</sub>, 8<sub>3</sub>, 8<sub>4</sub> — линзовые вставки; 9 и 10 — кассеты для кинопленки; 11 — кинопленка в верхнем ярусе; 12 — кинопленка в нижнем ярусе

ные линзовые вставки: однорядную, двух- и четырехрядную и соответствующие им маски.

Так как частота вращения развертывающих зеркал может задаваться в диапазоне 125...1500 об/с, то с использованием камеры ЖЛВ-2 и применяемой в ней 35-ти миллиметровой кинопленки, можно получать кадрированные фоторегистрации с характеристиками, которые приведены в табл. 14.4.

Линзовая вставка	Однорядная	Двухрядная	Четырехрядная	
Размеры кадров, мм	$15 \times 15$	$10 \times 10$	$5 \times 5$	
Количество кадров	125	300	1500	
Частоты кино- съемки, кадр/с	31,25 тыс375 тыс.	75 тыс0,9 млн	375 тыс4,5 млн	

Таблица 14.4. Характеристики кинорегистрации на аппарате ЖЛВ-2

Фокусное расстояние можно изменять от 50 до 450 мм, что позволяет вести съемку объектов на расстоянии от 2 м до бесконечности. Оптическое разрешение составляет 20...30 лин/мм.

Установка ЖЛВ-2 переводится в вариант для щелевой фоторазвертки аналогично тому, как это делается с прибором СФР, с той лишь разницей, что замена соответствующих элементов проводится для двух каналов (верхнего и нижнего ярусов). Основные параметры камеры в варианте щелевой фоторазвертки следующие: фокусное расстояние — 220...635 мм; скорость развертки — от 215 до 5600 м/с; максимальное разрешение во времени при ширине изображения щели на фотослое 0,1 мм равно 1,8 · 10<sup>-8</sup> с.

В обоих вариантах сборки камеры для перекрытия оптического тракта по окончании одного цикла фоторегистрации предусмотрено применение взрывного затвора (см. рис. 14.24, *е*) в составе конструкции камеры.

При фоторегистрации выполняются следующие действия. Исследователь с помощью переключателя в основании прибора ЖЛВ-2 устанавливает требуемую скорость развертки и нажатием кнопок на переносном пульте управления запускает камеру. Происходит вакуумирование камеры (полости, в которой вращаются зеркала), а затем и раскрутка зеркал. Обнаружив на переносном пульте световой сигнал, который выдает «автоматика» камеры при достижении номинальной частоты вращения развертывающих зеркал, исследователь нажатием другой кнопки на том же пульте вызывает открытие предохранительного электромеханического затвора и инициирование процесса, подлежащего фоторегистрации.

Регистрируемый процесс сопровождается нарастанием во времени свечения, воспринимаемого съемочной камерой. «Автоматика» ЖЛВ-2 «узнает» о том, что свечение достигло интенсивности, при которой начинается экспонирование светочувствительного слоя на кинопленке, с помощью вспомогательного фотоэлемента фотореле. «Обнаружив» момент начала экспонирования и «зная» время одного оборота зеркала, по истечению которого экспонированный фотоматериал может начать засвечиваться повторно, «автоматика» выдает с определенной задержкой электрический импульс на срабатывание БЭДов в световом затворе и, тем самым, на перекрытие светового оптического тракта для предотвращения засветки кинопленки после окончания цикла регистрации (после одного оборота развертывающих зеркал). По окончании регистрации камера автоматически «впечатывает» на пленку код, по которому исследователь устанавливает частоту вращения зеркал и другие параметры осуществленной фоторегистрации (это необходимо для ее надлежащего анализа), а затем выключается.

Громоздкость, большая масса и высокая стоимость явились одними из причин разработки и использования в экспериментах иных конструкций камер ждущего типа, хотя и с несколько худшим качеством получаемых фоторегистраций.

**14.4.3.** Высокоскоростной ждущий фоторегистратор со скрещенными четырехгранными зеркальными призмами. Прибор ВСФК-4 является реализацией идеи создания фоторегистрирующей установки ждущего типа с использование двух скрещенных четырехгранных зеркальных призм. На рис. 14.29 показана принципиальная оптическая схема этого прибора, собранного в варианте для щелевой фоторазвертки процесса. Две четырехгранные зеркальных призмы вращаются вокруг одной оси 0 как единое тело так, что плоскость их сопряжения (соприкосновения) проходит через оптическую ось линз прибора. Призмы повернуты относительно друг друга на угол 45°. Объектив 1 и коллектив 2 строят изображение объекта в плоскости регулируемой щели 3, которая вырезает из изображения узкую полосу. Объектив 6 и зеркальный многогранник переносят изображение объекта в этой полосе на светочувствительный слой пленки 8. Световой пучок делится плоскостью сопряжения призм на две части, которые работают поочередно: одна часть, отражаясь от первой четырехгранной призмы, другая — от второго четырехгранника. Когда зеркальная грань первой призмы занимает положение, обозначенное Н<sub>3</sub>-Н<sub>3</sub>, то на кинопленке появляется щелевое изображение объекта Нп. После поворота этой же грани на угол 45° в положение К<sub>3</sub>-К<sub>3</sub> на кинопленке появится щелевое изображение К<sub>П</sub>, т. е. проецирующий световой пучок повернется на угол 90°. Но когда грань первого четырехгранника переходит в конечное положение К<sub>3</sub>-К<sub>3</sub>, то зеркальная грань второго четырехгранника приходит в исходное положение Н<sub>3</sub>-Н<sub>3</sub> для построения второй частью светового пучка щелевого изображения объекта заново в начальной части кинопленки Нп. Таким образом, щелевое изображение объекта все время перемещается по пленке, не выходя за ее пределы, т.е. прибор функционирует в ждущем



Рис. 14.29. Оптическая схема ВСФК-4 в варианте для щелевой фоторазвертки: 1 — входной объектив; 2 — коллектив; 3 — – щель; 4 — электродинамический затвор; 5 — электромагнитный предохранительный затвор; 6 — объектив; 7 — вращающиеся спаренные зеркальные четырехгранные призмы; 8 — кинопленка

режиме, так как любое оптически проявляемое изменение объекта будет отображено в какой-то рабочей части кинопленки между  $H_{\Pi}$  и  $K_{\Pi}$ .

Камера ВСФК-4 может быть достаточно просто перестроена для кадрированной съемки. При этом, как обычно, используются линзовые вставки, диафрагмы-маски и новые объективы. Особенность ВСФК-4 заключается в том, что в варианте кадрированной съемки прибор становится двухканальным, как и ЖЛВ-2. Элементы одного канала функционируют во взаимодействии с зеркальными гранями первого четырехгранника, а элементы другого канала — с зеркалами второ-го четырехгранника. Зеркала первого четырехгранника осуществляют построение кадрированных изображений в пределах 90° градусного отклонения светового пучка на первой половине кинопленки (от H<sub>П</sub> до K<sub>П</sub>), а зеркала второго четырехгранника — на второй половине пленки (тоже от H<sub>П</sub> до K<sub>П</sub>). Суммарный рабочий угол  $\psi_P$  получается вдвое больше, чем угол отклонения проецирующего светового пучка для каждого четырехгранника, и составляет 180°.

Функционирование исследователя и камеры ВСФК-4 происходит приблизительно следующим образом. Исследователь кнопочным переключателем устанавливает на пульте управления номинальное значение частоты вращения зеркальных призм и нажатием соответствующих кнопок открывает предохранительный затвор, а затем запускает раскрутку зеркал. Автоматика камеры обеспечивает быстрое достижение частотой вращения необходимого значения, стабилизацию этой частоты в течение некоторого времени и выдачу светового сигнала о готовности прибора к регистрации процесса. Исследователь, убедившись по световому сигналу о выходе прибора на режим ожидания начала процесса, производит инициирование исследуемого процесса, подлежащего фоторегистрации. Автоматика камеры, получив с помощью фотодатчика сигнал об оптическом проявлении исследуемого процесса, обеспечивает с определенной задержкой срабатывание электродинамического затвора быстродействующего перекрытия оптического тракта, и с помощью цифрового индикатора выдает время оборота зеркала на стадии регистрации процесса. Это время необходимо для нахождения скорости развертки и частоты съемки.

Камера ВСФК-4, собранная в варианте для щелевой фоторазвертки, имеет следующие характеристики: эквивалентное фокусное расстояние приставки, играющей роль входного объектива — 500,7 мм (при этом поле (угол) зрения — 4,5°); размер кадра — 40 × 654 мм; скорость развертки имеет 8 значений в диапазоне 418...5024 м/с, причем полное время регистрации изменяется от 1565 мкс до 130 мкс.

Характеристики съемки камерой в варианте кадрированной регистрации приведены в табл. 14.5.

**14.4.4.** *Камеры SVR и IMACON*. Среди электронно-оптических камер широкого назначения, которые условно можно считать анало-

Линзовая вставка	Однорядная	Двухрядная	
Размеры кадров, мм	$16 \times 22$	$7,6 \times 10,2$	
Количество кадров	74	520	
Частоты киносъемки, кадр/с	23 тыс282 тыс.	43 тыс520 тыс.	
Угол поля зрения	10° 46'	10° 54'	

Таблица 14.5. Характеристики установки ВСФК-4 в варианте для кадрированной съемки

гами рассмотренных ранее фотографических установок СФР, ЖЛВ-2, ВСФК-4, выделим камеры SVR и IMACON-468. Эти камеры изготавливаются британской фирмой J.Hadland Photographic Instrumentalic, которая является лидером мирового рынка современной аппаратуры оптической регистрации быстро- и сверхбыстропротекающих процессов.

Камера SVR является основным элементом комплекса устройств, взаимодействием которых достигается возможность оптической регистрации процессов (рис. 14.30, *a*). В этот комплекс в дополнение к камере SVR входят (как обычно для приборов электронно-оптической съемки): персональный компьютер, блоки памяти, монитор высокого разрешения, принтер, коммутирующее устройство. Вид камеры SVR со стороны входного объектива показан на рис. 14.30, *б*.

Камера содержит единичную ПЗС-матрицу размером 1134 × 486 пикселей, бипланарный ЭОП диаметром 25 мм с фотокатодом S20 для ультрафиолетового диапазона излучения (возможны и другие устройства, например, с фотокатодом S25 или S1 для видимого и инфракрасного диапазонов соответственно).

Время экспозиции (или выдержки) можно выбирать в диапазоне от 200 нс до 1 мс с шагом 100 нс, количество кадров — от 1 до 16, а время выдержки (экспонирования) при каждом кадре настраивается





Рис. 14.30. Комплекс приборов для фоторегистрации быстропротекающих процессов с использованием баллистической камеры SVR (*a*) и вид камеры SVR со стороны входного объектива (*б*)

независимо. Также независимо выбирается интервал времени между кадрами при минимальном значении этого интервала 200 нс.

Камера может работать в ждущем режиме (аналогично ЖЛВ-2 или ВСФК-4) и в режиме прибора с генератором импульса инициирования регистрируемого процесса (аналогично СФР). В первом режиме для запуска цикла регистрации (съемки) на камеру подается электрический импульс положительной или отрицательной полярности, полученный в результате замыкания или размыкания цепи запуска. При этом задержка начала цикла регистрации относительно запускающего импульса может быть установлена в диапазоне от 200 нс до 100 мс с шагом 100 нс.

При функционировании в режиме с инициированием изучаемого процесса регистрирующим прибором используются четыре разъема для вывода электрических импульсов во внешние устройства, например, для запуска источников освещения. При этом время до съемки (опережение начала цикла регистрации) варьируется с шагом в 100 нс до достижения максимального значения 400 мс.

Для наводки и фокусировки камеры имеется отгибаемый и вращаемый видеомонитор с диагональю 100 мм. Связь камеры SVR с остальными устройствами регистрирующего комплекса (рис. 14.30, *a*) осуществляется с помощью сверхпрочного многожильного кабеля длиной 100 м (хотя опционально возможна и оптоволоконная связь).

Эксплуатационные и функциональные характеристики камеры SVR в наибольшей степени приспособлены для получения фоторегистраций процессов, специфичных для исследований в области баллистики (рис. 14.31), физики детонации (рис. 14.32) и других взрывных про-



Рис. 14.31. Многократно экспонированное изображение волокон материала, армированного кевларом, которые разрываются в результате удара стандартным элементом НАТО



Рис. 14.32. Шестнадцатикратная регистрация положений фронта детонационной волны на поверхности листа высокоплотного взрывчатого вещества (по данным Dr. M. Held, Deutsche Aerospace)

14 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов



Рис. 14.33. Рентгеновская регистрация схлопывания кумулятивной облицовки, полученная с помощью камеры SVR



Рис. 14.34. Камера IMACON-468: *а* — вид со стороны объектива; *б* — вид со стороны видеомонитора

цессов, например, кумуляции (рис. 14.33). Приведенные регистрации получены в исследовательских центрах различных стран с использованием камеры SVR.

Камера IMACON-468, две проекции которой показаны на рис. 14.34, в 1999 г. получила высшую Королевскую награду за технологические достижения. Эта камера также является элементом комплекса устройств для регистрации быстропротекающих процессов (точнее говоря, уже сверхбыстропротекающих).

Камера комплектуется входными объективами с фокусными расстояниями в диапазоне 50...600 мм; имеется также комплект устройств, позволяющий вести «микроскопические» съемки. Оптический модуль камеры со светоделительной оптикой (рис. 14.22) обеспечивает создание 4, 6 или 8 кадровых каналов и один или два канала развертки изображения. ЭОПы с фотокатодами S20, S25, S1 диаметром 18 мм с независимо настраиваемыми значениями усиления яркости до 7000 раз обеспечивают максимальное разрешение до 22 лин/мм (при скорости съемки выше одного миллиона кадров в секунду и высоком усилении яркости разрешение снижется до 15 лин/мм). Размер ПЗС-матрицы 385(по вертикали) ×576.

Время экспозиции можно выбирать в диапазоне от 10 нс до 1 мс (независимо для каждого кадра) с шагом 10 нс. Время между кадрами можно задавать независимо в диапазоне от 10 нс до 1 мс с шагом 10 нс. Задержка перед первым кадром после приема импульса запуска регистрации задается от 80 нс до 10 мс.

Камера может выдавать электрический импульс для подсветки с варьированием времени упреждения фоторегистрации от 1 мкс до 1 мс с шагом 10 нс. Диапазон скоростей кадрированной съемки — 100...100 · 10<sup>6</sup> кадров в секунду. Время полной развертки задается от

100 нс до 100 мкс (медленный режим) и от 10 нс до 1 мкс (быстрый режим).

Камера имеет электромеханический предохранительный затвор, а ее масса — 28 кг.

14.4.5. Скоростная фотографичекамера *СКС*. Камера CKC ская (рис. 14.35) является прибором, который, несмотря на наличие в настоящее время электронно-оптических и цифровых съемочных камер, в некоторых случаях еще может быть использован при исследованиях, особенно сравнительно медленно и длительно протекающих процессов: образование и эволюция капельновоздушных, пыле-воздушных облаков и потоков, процессы предвзрывного разложения и горения энергонасыщенных материалов. Кроме основного режима ка-



Рис. 14.35. Внешний вид скоростной фотокамеры СКС-1: *1* — объектив; *2* — камерная часть; *3* — подставка

меры — кадрированной съемки с призменным компенсатором непрерывного движения пленки (длиной 30 м), допускается также хронографирование. Регистрация осуществляется на 16-мм фотопленку при фотографическом разрешении 25 лин/мм. У модели СКС-1М максимальная частота съемки достигает 4000 кадр/с (размер кадра 7,4 × 10 мм), а скорость развертки (перемотки пленки) — 30 м/с. У модели СКС-1ММ максимальная частота съемки достигает 7500 кадр/с (также при четырехгранной компенсационной призме). Длина пленки при этом — 120 м, а камеры имеют габариты  $382\times 280\times 250$  мм при массе 16 кг.

14.5. Источники света и устройства освещения. Под источником света мы будем понимать устройство, способное излучать свет и выявляемое в комплексе устройств, задействованных в эксперименте, как отдельный элемент (возможно, сложный по составу и принципу действия), универсальный в том отношении, что он может быть использован в другой схеме эксперимента, проводимого с иной целью. Устройство освещения включает в себя источник света, как один из составных элементов.

Поясним сказанное простым примером. Устройство, состоящее из обычной лампочки накаливания, батареи конденсаторов, заряжаемых от высоковольтного источника напряжения до сотен-тысячи вольт, проводников и быстродействующего включателя, может считаться источником света. Лампочка этого источника, излучающая при «электрическом» взрыве яркий свет, может быть помещена: 1) в фокус параболического зеркала или линзового объектива для получения широкого пучка параллельных лучей, направленных на объект макросъемки; 2) на некотором расстоянии от диффузионно отражающего экрана, на фоне которого проводится скоростная съемка контура пролетающего объекта. При этом мы получаем уже два различных устройства освещения объектов с одним универсальным источником света.

Источники света могут использоваться как для освещения объектов при их фотографировании, так и в целях, которые уже не связаны просто с визуализацией объекта съемки. Например, при измерении скорости поверхности тела, основанном на анализе интерференционной картины, возникающей вследствие отражения луча света с известной длиной волны от объекта исследования, роль источника света нельзя свести к простому освещению несамосветящегося объекта.

При ознакомлении с источниками света и устройствами освещения мы не будем акцентировать внимание на их различиях без особой необходимости в этом. Рассмотрение этих устройств начнем применительно к задачам фотографической регистрации быстропротекающих процессов.

Длительность взрывных и ударно-волновых процессов, при прикладных исследованиях которых используют оптические методы регистрации, часто не превышает  $10^{-3}...10^{-4}$  с. При этом возникает необходимость регистрировать либо весь процесс, либо отдельные его фазы, длящиеся порядка  $10^{-6}$  с. В случае необходимости регистрировать геометрические конфигурации процессов (например, формы поверхностей тел или фронтов ударных волн, движущихся со скоростью порядка 10 км/с) приходится сокращать время экспозиции до  $10^{-7}...10^{-8}$  с, иначе изображение получается «смазанным». В обычной практике исследования быстропротекающих процессов приходится иметь дело с временами экспозиции, которые мы оценим ориентировочно как  $10^{-6} \dots 10^{-7} \ c.$ 

Для того чтобы светочувствительные элементы (кинопленка или ПЗС-матрица) зафиксировали изображение, сфокусированное на их поверхности, необходимо, чтобы время экспозиции  $t_{\Theta\Phi}$  и освещенность  $E^*$  были в определенном соотношении:  $E^* t^P_{\Im \Phi} = {
m const}$  (при экспонировании фотоэмульсии на кинопленке константа определяется плотностью почернения пленки в месте падения света). Для различных эмульсий на кинопленках значения показателя степени Р изменяются в диапазоне 0,65...0,95. Отсюда можно заключить, что при оптической регистрации быстропротекающих процессов нужны источники света в сотни и даже тысячи раз более мощные по сравнению с теми, что используются в практике обращения с обычными фотоаппаратами, кинокамерами, скоростными кинокамерами, у которых времена экспозиции, как правило, не короче, чем  $10^{-3}$  с. Использование при регистрации быстропротекающих процессов источников стационарного освещения такой повышенной мощности практически исключено изза опасности повреждения зрения или даже объектов исследования. Поэтому обычно при съемке процессов высокоскоростными камерами используются импульсные источники света.

В зависимости от соотношения длительности импульса свечения  $t_{\rm II}$  и длительности регистрируемого процесса  $t_{\rm IIP}$  источники света или устройства освещения (подсветки) можно разделить на: 1) устройства генерации длительных импульсов  $t_{\rm II} \gg t_{\rm IIP}$  (обычно порядка  $10^{-4}$  c); 2) устройства коротких импульсов свечения, задающих длительность процесса экспонирования изображения объекта на светочувствительном материале (при этом  $t_{\rm II} < t_{\rm IIP}$  и составляет по порядку  $10^{-8}\ldots 10^{-6}$  c).

Источники света различают также по принципу действия, который в значительной мере предопределяет функциональные и эксплуатационные возможности прибора или устройства. Функциональные возможности можно характеризовать, например, такими величинами, как максимальная сила света, уже упомянутая длительность импульса свечения  $t_{\rm H}$ , возможная частота следования импульсов свечения. Эксплуатационные возможности характеризуются, в частности, теми условиями, в которых возможно эффективное использование источников света или устройств освещения, например, температурой и влажностью атмосферы, в которой проводятся эксперименты.

Рассмотрим вкратце источники света и устройства освещения, известные под названиями: 1) взрывные источники со свечением газа под действием взрывной волны; 2) термохимические источники света; 3) импульсные газоразрядные лампы; 4) искровые разрядники в воздухе; 5) взрывающиеся проволочки; 6) лазерные источники. Эти устройства перечислены и будут рассматриваться в последовательности возрастания интеллектуальных и материальных затрат, необходимых для достижения возможности оперативного и эффективного проведения экспериментов с их использованием. Расположить эти устройства в порядке монотонного изменения числового показателя какой-либо характеристики источника света не представляется возможным (см. табл. 14.6, где приведены ориентировочные значения характеристик источников света).

Тип источника	Амплитуда яркости, 10 <sup>6</sup> кд/м <sup>2</sup>	Цветовая темпера- тура, 10 <sup>3</sup> К	Амплитуда силы света, кд	Длитель- ность вспышки, с	Частота вспышек, Гц
Взрывные источники со свечением газа под действием взрывной волны	1011	30	10 <sup>8</sup>	10 <sup>-6</sup>	Одиночные
Термохими- ческие источники		2,53,5		$10^{-6}10^{-2}$	Одиночные
Взрывающие- ся проволоч- ки (под дейст- вием разряда конденсатора)	1011	30	10 <sup>6</sup> 10 <sup>8</sup>	10 <sup>-5</sup>	до 1
Импульсные газоразрядные лампы	$10^8 2 \cdot 10^4$	10100	$10^410^8$	$10^{-1}10^{-8}$	до 10 <sup>5</sup>
Искровые раз- рядники в воздухе	10 <sup>8</sup>	20	$10^{5}$	$10^{-7}$	$(23) \cdot 10^4$
Лазерные источники	$\frac{10^{11} \dots 10^{13}}{(6 \cdot 10^5)}$		$10^{7}10^{9}$	10 <sup>-8</sup>	

Таблица 14.6. Основные характеристики импульсных источников света

Примечание: сила света свечи, пламени спички — 0,5…2,0 кд, электрической лампы мощностью 100 Вт —  $10^3$  кд, фары автомобиля —  $5\cdot10^3$  кд, Солнца —  $3\cdot10^{27}$  кд.

14.5.1. Взрывные «газосветящие» источники света. В наиболее распространенных взрывных источниках света эффективным источником излучения является газ, интенсивно сжимаемый ударно-волновым образом продуктами детонации заряда ВВ. Собственно продукты детонации являются ярким источником света очень короткое время, пока они находятся вблизи фронта детонационной волны, в котором их температура достигает ориентировочно 3000...4000 К. Снижение светимости продуктов детонации, вызванное их охлаждением при расширении за фронтом детонационной волны, не может быть скомпенси-

422

ровано увеличением поверхности светящегося газового тела. Начальная скорость ударной волны и температура воздуха при расширении продуктов детонации составляют приблизительно 10 км/с и 14 000 К, соответственно. При сферической форме заряда ВВ (или близкой к ней по компактности) ударный фронт волны в атмосфере является основным источником света в течение времени его расширения до радиуса, равного трем радиусам заряда ВВ. На этой стадии нарастание силы света связано с увеличением площади светящейся поверхности, которое компенсирует влияние ослабления ударно-волнового сжатия. На более поздней стадии расширения свечение идет из слоев газа, примыкающих к поверхности их границы с продуктами детонации.

Взрывные «газосветящие» источники света с расходящимся фронтом ударной волны показаны на рисунках 14.36 и 14.37. Для получения боле яркого света вместо воздуха у заряда ВВ помещается аргон. Конструкция, показанная на рис. 14.37, позволяет получать импульсы с достаточно резкой «отсечкой» светового импульса, как это видно на зависимости освещенности от времени, воспринимаемой фотоприемником на некотором удалении от источника.

Канализированные взрывные «газосветящие» источники света для получения длительных импульсов излучения показаны на рис. 14.38 и рис. 14.39. Наличие прочной металлической стенки трубы (рис. 14.38) предотвращает боковой разлет продуктов детонации и светящегося га-

Рис. 14.36. Вариант газобаллонного «аргонового» взрывного источника света: 1 — заряд мощного бризантного ВВ с гнездом под детонатор; 2 — тонкая «латексная» оболочка с закачанным аргоном; 3 — направление освешения





Рис. 14.37. «Аргоновый» взрывной источник с «отсечкой» света (а) и форма импульса освещенности (б): 1 — передаточный заряд BB; 2 — трубка для «заливания» аргона; 3 — основной заряд BB; 4 — полость, заполненная аргоном; 5 — прозрачная пластиковая оболочка (плексиглас или органическое стекло, или ПММА); 6 — основание



Рис. 14.38. Канализированный взрывной «газосветящий» источник в опыте по фоторегистрации движения фронта ударной волны в воде: 1 — заряд ВВ источника света; 2 — электродетонатор; 3 — картонный фиксатор заряда ВВ с лапками для упора в трубу; 4 — стальная труба; 5 — матово-прозрачная пленка (калька); 6 — экспериментальная сборка с зарядом ВВ и водой; 7 угол поля зрения прибора СФР; 8 — оптическая камера прибора СФР

за, что приводит к существенному замедлению снижения интенсивности сжатия газа на фронте ударной волны и, соответственно, к замедлению падения его светимости по мере распространения от заряда ВВ (по отношению к расходящимся ударным волнам). Внутренний диаметр трубы выбирается практически равным поперечному размеру подсвечиваемого поля. Излучение возникает в момент выхода детонационной волны на торец заряда BB и продолжается до момента t<sub>и</sub> выхода фронта ударной волны в газе на торец трубы, удаленный от заряда на расстояние  $l: t_{\rm H} = l/D_{\rm cp}$ , где  $D_{\rm cp}$  — средняя скорость фронта ударной волны с удовлетворительным свечением. Взаимодействия фронта ударной волны, имеющего не плоскую форму, со стенками трубы проявляются в сильной неоднородности свечения, наблюдаемого со стороны торца трубы. Для уменьшения неоднородности распределения яркости свечения на плоскости, перпендикулярной оси устройства, на торец трубы помещают лист молочно-матового материала, рассеивающего пропускаемый свет. Для этого часто используют бумажную кальку. Интенсивность свечения значительно возрастает при заполнении трубы не воздухом, а аргоном.



Рис. 14.39. Вариант аргоновой бомбы (по данным М. Хельда): 1 — электродетонатор; 2 — донный заряд ВВ с размерами 75 × 75 × 50 мм; 3 полосы ВВ, согнутые углом; 4 матово-прозрачный лист-излучатель света; 5 — рупорообразный контейнер с аргоном (отверстия для заливки аргона не показаны); заряды 2 и 3 — предположительно из пластичного или листового ВВ на основе гексогена Для улучшения однородности свечения по поперечному сечению канала трубы и сохранности трубы при многократном использовании предпочтительно применять уплощенные, дискообразные заряды ВВ (с уменьшенной активной массой в радиальном направлении и с повышенной — в осевом направлении). Так, в случае стальных труб с внутренним диаметром ориентировочно 80...90 мм и толщиной стенки 10 мм допустимо применение зарядов мощных ВВ размером  $Ø 50 \times 10$  мм. При этом для грубой оценки длительности сравнительно однородного свечения можно задаться  $D_{\rm cp} \approx 3$  км/с = 3 мм/мкс.

На рис. 14.39 показана схема канализированной подсветки с корпусом из тонкого листового материала, заполняемым аргоном и разрушаемым при взрыве. В этом устройстве, используемом в исследовательском центре М. Хельда, время подсветки  $t_{\rm H} \sim 100$  мкс определяется временем распространения детонации по заряду ВВ, по-видимому, из пластичного ВВ длиной 750 мм.

Кумулятивные взрывные источники в качестве основного узла содержат устройство, называемое генератором Войтенко (А.Е. Войтенко) или взрывным гидродинамическим компрессором (рис. 14.40). В этих компрессорах осуществляется ударно-волновое сжатие и разогрев светоизлучающего газа, находящегося в полости камеры, до температуры порядка 10<sup>4</sup> К с последующим истечением образовавшейся плазмы в выходной канал камеры вслед за фронтом ударной волны.



Рис. 14.40. Взрывной газодинамический компрессор Войтенко (*a*) и схема точечного излучателя на его основе для экспонирования быстропротекающего процесса (*б*): 1 — корпус камеры из эпоксидного компаунда; 2 — рабочий газ (ксенон или воздух) в полости камеры; 3 — пластина, метаемая взрывом в полость камеры; 4 — заряд ВВ; 5 — электродетонатор; 6 — оптический транслятор (световод); 7 — диафрагма с круглым отверстием

Корпус камеры 1 изготавливают из эпоксидного компаунда, который имеет малое значение скорости звука (в сравнении с металлами). Полость камеры заполняется рабочим газом 2 (воздухом или ксеноном), сжатие которого осуществляется посредством пластины 3, метаемой зарядом ВВ 4. На рис. 14.40, а для некоторого момента времени показаны: поверхность раздела газа 2 и пластины 3 — линией О-О, фронт ударной волны, генерируемой движением пластины — линией S-S, фронт боковой ударной волны A-S, возникающей при отражении фронта S-S от стенок камеры. Максимальный ударный разогрев рабочего газа в полости камеры достигается в момент схлопывания зоны ASSA на оси камеры. Это ударное сжатие и разогрев рабочего газа определяют начальные параметры ударной волны, которая «входит» в цилиндрический канал камеры и излучает свет в направлении оси симметрии устройства. Для того чтобы с использованием взрывного компрессора получить импульсный источник света с хорошим показателем точечности излучения, по оси устройства располагают оптический транслятор 6, например, кварцевый стержень с плоскопараллельными торцами диаметром  $d_{\rm T} = 2...3$  мм и длиной 40...50 мм с диафрагмой 7, имеющей отверстие малого диаметра (рис. 14.40, б). На цилиндрической поверхности этого транслятора «внутренние» лучи света претерпевают полное внутренней отражение.

Одна из конструкций подобных источников света, разработанных и используемых в РФЯЦ-ВНИИЭФ, при массе ВВ 25...28 г, диаметре пластины 30 мм, диаметре выходного канала камеры 5 мм, расстоянии от полюса камеры до транслятора  $l_{\rm H} = 5$  мм и при отверстии в диафрагме диаметром  $d_{\rm H} = 1$  мм генерирует практически «точечный» световой импульс длительностью  $t_{\rm H} = 0,2$  мкс с амплитудой силы света  $8,5 \cdot 10^6$  кд, если камера с выходным каналом заполняется ксеноном.

14.5.2. Термохимические источники света, используемые для освещения объектов при их высокоскоростной съемке, основную долю светового потока излучают за счет раскаленных продуктов сгорания таких металлов, как алюминий, магний или сплав этих двух веществ, обозначаемый как ПАМ. Эти металлы в термохимических источниках света сгорают, взаимодействуя либо с продуктами разложения исходной смеси, либо догорают в воздухе. Это сгорание протекает очень быстро и проявляется в виде вспышки. Термохимические источники света разделяются на устройства: 1) с пиротехническими составами (точнее, с пиротехническими фотосоставами), 2) с бризантными алюминизированными ВВ-смесями бризантных BB с добавкой порошкообразного алюминия в количестве более 15%, 3) с находящимися до взрыва рядом и предварительно не перемешанными бризантным BB и порошком алюминия.

Осветительные устройства с пиротехническими фотосоставами излучают свет, как правило, вследствие очень быстрого, взрывообразного их сгорания, но не детонации. Яркость пламени, возникающего при вспышке этих составов, определяется температурой конденсированных продуктов сгорания, которая, в свою очередь, зависит от компонентного состава исходной смеси и массовой доли в нем металла, часть которого догорает уже в воздушной атмосфере. Цветовая температура пламени составов, похожих на смеси для фотобомб, ориентировочно равна 2 500...3 000 К. Сила света пламени в значительной мере зависит от размеров пламени при вспышке, что является причиной использования в импульсных источниках света газообразующих или, по крайней мере, парообразующих окислителей — нитратов, хлоратов, перхлоратов. Данные в табл. 14.7 и в табл. 14.8 дают представление об амплитудных значениях силы света и временных характеристиках световых импульсов при вспышках типичных фотосмесей.

рактеристики вспышки					
Масса фотосмеси, г	Площадь проекции пламени, м <sup>2</sup>	Максимальная сила света, 10 <sup>6</sup> кд	Удельная сила света (на 1 г смеси), 10 <sup>3</sup> кд/г		
50	0,36	8,5	170		
100	0,75	15,3	153		
500	3,6	43,7	88		
1000	6,5	50,2	50		

Таблица 14.7. Влияние массы порошкообразной навески фотосмеси на характеристики вспышки

Таблица 14.8. Влияние массы порошкообразной навески фотосмеси на временные характеристики вспышки

Macca	Общая продолжительность	Время достижения	
фотосмеси, г	вспышки, с	максимума излучения, с	
50	0,028	0,011	
100	0,040	0,013	
500	0,074	0,017	
1000	0,08	0,026	

Длительность вспышки существенно зависит от того, какой окислитель используется в смеси. Так, продолжительность вспышки смеси 1 г порошка магния с 0,75 г Ti(NO<sub>3</sub>)<sub>4</sub> равна 0,22 с, с 1 г Sr(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> – 0,1 с, с 1 г Ba(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> – 0,07 с, с 1 г KNO<sub>3</sub> – 0,07 с, а с 0,75 г KMnO<sub>4</sub> – 0,03 с.

До тех пор, пока навеска применяется в порошкообразном состоянии, плотность набивки существенно не сказывается на скорости сгорания смеси и на характеристиках импульса света. Чем компактнее форма заряда, тем короче вспышка. Для уменьшения общего времени сгорания фотосмеси и улучшения стабильности характеристик вспышки применяется взрывной начальный импульс с использованием капсюля-детонатора и шашки бризантного BB.

Промышленным образом изготавливаемые фотопатроны с составом из 40% «пульверизованного» алюминия, 30% нитрата бария и 30% перхлората калия, инициируемого небольшими зарядами бризантного ВВ, имеют следующие характеристики: при массе состава 0,2 кг максимальная сила света составляет  $120 \cdot 10^6$  кд, время ее достижения  $3 \cdot 10^{-3}$  с, освечивание (в пиротехнике используется понятие светосуммы) —  $1,5 \cdot 10^6$  кд·с, продолжительность вспышки  $30 \cdot 10^{-3}$  с. При массе фотосостава 0,7 кг максимальная сила света составляет  $400 \cdot 10^6$  кд, а освечивание —  $5 \cdot 10^6$  кд·с.

Детонирующие заряды алюминизированных ВВ или навески порошкообразного алюминия, находящиеся в контакте с зарядами бризантных ВВ, по сравнению с пиротехническими составами более удобны и безопасны при подготовке и проведении экспериментов. В случае алюминизированных зарядов частицы алюминия частично сгорают в продуктах детонации бризантного компонента заряда, имеющих очень высокую температуру и скорость, а затем, разлетаясь в состоянии повышенной реакционной способности, догорают в воздушной атмосфере.

В качестве алюминизированных ВВ можно использовать смесь гексогена с добавкой порошкообразного алюминия в количестве около 20%, либо промышленно изготовленный состав пластичного ВВ, обозначаемый как ПВВА-72 и содержащий гексоген (72%) и алюминиевый порошок (17%). На рис. 14.41 и рис. 14.42 показаны зависимости освещенности от времени для поверхностей, расположенных на расстоянии приблизительно 15,7 м от детонирующих зарядов ПВВА-72 массой 1,26 кг и 5,46 кг. Заряды были отформованы в виде цилиндров диаметром 55 мм. Малый заряд имел длину 300 мм. Второй заряд приблизительно можно представить как два цилиндра, расположенные «бок о бок». Осветительная способность характеризовалась величиной  $\overline{E}^*$ , являющейся отношением освещенности, регистрируемой в эксперименте, к максимальной освещенности, создаваемой солнцем на широте г. Москвы в июльский полдень. Такая масштабная величина, очень удобная для наглядного представления результатов, предложена сотрудником РФЯЦ-ВНИИЭФ Герасимовым С.И. На рис. 14.41 показана также динамика яркостной температуры продуктов детонации для длин волн 0,7...1,2 мкм. Рисунок 14.43 с результатами измерений освещенности на удалении 6 м от места взрывов зарядов массой 0,03 кг дает представление о влиянии на осветительную способность формы заряда. При сопоставлении результатов, представленных на рисунках 14.41, 14.42 и 14.43, следует учитывать, что увеличение расстояния до освещаемой поверхности с 15,7 м до 6 м уменьшает освещенность в  $(15,7/6)^2 = 6,85$  раз.

Представления об осветительных возможностях источников в виде контейнеров с порошкообразным алюминием, разбрасываемым и инициируемым для сгорания в воздухе разрывными зарядами бризантных



Рис. 14.41. Начальные стадии динамики освещенности на удалении 15,7 м от детонирующих зарядов ПВВА-72 массой 1,26 кг (заряд без оболочки) и 5,46 кг (заряд в оболочке) и динамики яркостной температуры продуктов детонации  $T_{\rm H}$  (интервал длин волн 0,7...1,2 мкм); здесь  $\overline{E}^*$  — относительная освещенность



Рис. 14.42. Полная регистрация динамики освещенности на удалении 15,7 м от детонирующего заряда ПВВА-72 массой 1,26 кг и длиной 300 мм (заряд без оболочки)



Рис. 14.43. Динамика освещенности на удалении 6 м от детонирующих цилиндрических зарядов массой 0,03 кг с различными соотношениями высоты и диаметра H/d: 1 — высокоплотный прессованный заряд на основе октогена (без добавки алюминия) с H/d = 0,25; 2 — ПВВА-72 с H/d = 20; 3 — ПВВА-72 с H/d = 3

ВВ, дают характеристики немецких дустбомб Второй мировой войны — бомб с порошком алюминия. При массе алюминиевой пудры 15 кг максимальная сила света достигает 450 · 10<sup>6</sup> кд, а освечивание —

 $63\cdot 10^6$  кд·с. При 30 кг пульверизованного алюминия сила света достигает  $800\cdot 10^6$  кд.

14.5.3. Импульсные источники света с газоразрядными лампа*ми*. Стремление не только сократить количество BB, используемого при проведении газодинамического эксперимента, а по возможности и вовсе избавиться от него, является одной из причин применения при оптических методах регистрации импульсных газоразрядных ламп. При этом обычно используют, в зависимости от характера исследовательской задачи, лампы типа ИФК (U-образной или спиральной формы), ИФП (прямой формы) (рис. 14.44) и ИШ (шаровой формы). Эти лампы представляют собой кварцевый баллон с заваренными в его концах основными электродами, которые снабжены выводами для присоединения лампы к источнику постоянного напряжения (рис. 14.45). Таким источником обычно является накопительная емкость, заряжаемая до так называемого рабочего напряжения от одного до нескольких киловольт (для ламп ИФК и ИФП). На наружной поверхности баллона лампы расположен «поджигающий» электрод, на который в нужный момент времени подается короткий инициирующий импульс напряжения амплитудой, в два и более раз превышающей рабочее напряжение. В результате появления импульса напряжения на этом электроде происходит «поджиг» лампы и затем электрический разряд через газ между основными электродами лампы, сопровождаемый излучением света. Необходимую длительность светового импульса обычно получают в результате подбора соответствующего значения емкости накопительного конденсатора (набора конденсаторов). Катушка индуктивности служит для предохранения лампы от чрезмерно большого скачка тока при ее «поджиге» и для приближения временного профиля импульса света к трапецеидальной форме. Такой профиль характеризуется передним фронтом (нарастание свечения) длительностью в несколько десятков микросекунд, стадией основного свечения с относительно постоянной интенсивностью и последующим «хвостом» – фазой сравнительно медленного уменьшения свечения. Обычно под длительностью светового



Рис. 14.44. Импульсные газоразрядные лампы ИФК-2000 (а) и ИФП-800 (б); электрод поджига лампы ИФП-800 снят, а длина лампы составляет ~ 305 мм



Рис. 14.45. Вариант включения импульсной газоразрядной лампы в схему устройства импульсного источника света:  $R_3$  — зарядный резистор; L катушка индуктивности; C — накопительный конденсатор; ИГР — импульсная газоразрядная лампа; ИП — импульс поджига; ИТ — импульсный трансформатор; ЭК — электронный ключ; УИ — управляющий импульс (для включения импульса поджига); ИНТ — источник напряжения накопительного типа; ВИП — высоковольтный источник питания; Р — рефлектор

импульса от устройств с газоразрядными лампами понимают длительность основной стадии — плато с «постоянным» уровнем яркости.

Таблица 14.9 дает представление о номинальных характеристиках некоторых промышленно изготавливаемых импульсных газоразрядных ламп с естественным охлаждением. Величина, названная «освечиванием» и равная произведению силы света в канделах на длительность вспышки, позволяет дать оценку амплитудной характеристики источника света, если она не приведена в предпоследнем столбце таблицы.

	Энергия	Рабочее	Освечи-	Длительность	Амплитуда	Pecypc,
Тип лампы	вспышки,	напряже-	вание,	вспышки,	силы света,	тысяч
	Дж	ние, кВ	кд · с	МКС	КД	включений
ИФК-1500	2000	2,6	6000	1000	$6\cdot 10^6$	5
ИФП-1200	1200	1,5	4200	500	$8\cdot 10^6$	6
ИФП-2000	2000	1,5	7500	750		5
ИФП-8000	8000	2,6	25000	800		5

Таблица 14.9. Номинальные характеристики импульсных кварцевых ламп типа ИФК и ИФП



Рис. 14.46. Схема газоразрядного устройства ФНИИЭФ с ограничением разрастания канала разряда: 1 — катод; 2 — анод; 3 — провод к поджигающему электроду; 4 — «излучающая» стеклянная пластина; 5 — опорная стеклянная пластина; 6 — изолятор; 7 — поджигающий электрод ( $\delta$  — зазор величиной 0,2...0,5 мм)

Газовый разряд между рабочими электродами начинается с возникновения электрического пробоя — распространения от катода к аноду узкого канала, заполненного плазмой, а следовательно электропроводящего, и названного стримером. Через некоторое время токопроводящий канал увеличивается в поперечном сечении и заполняет всю полость газоразрядной трубки. Ограничением разрастания канала разряда вокруг стримера в одном направлении за счет прозрачных пластин из плексигласа (полиметилметакрилата или ПММА), прижатых к рабочим электродам, как это показано на рис. 14.46, можно усилить яркость свечения канала из-за ослабления разлета заполняющей его плазмы. Но с другой стороны, минимизация объема газа между электродами и возможность значительного расширения плазмы вдоль зазора между пластинами после прекращения нарастания тока приводит к резкому снижению свечения в конце разряда. Конечным итогом разумного ограничения разряда в одном направлении является увеличение амплитуды сила света и сокращение длительности светового потока поверхностного источника  $\Phi^*_{\rm BMX}$ . Используя наложение диафрагм с отверстиями для прохождения света на плоскость верхней пластины, можно получить «точечные» источники света. Отверстие диафрагмы располагается у острия анода, где достигается максимальная яркость разряда и прежде всего наступает прекращение свечения. Газоразрядные устройства индивидуального изготовления, подобные изображенному на рис. 14.46, были разработаны во ВНИИЭФ и используются в качестве источников света для экспонирования светочувствительных материалов. При этом для получения кратковременных световых импульсов длительностью *t*<sub>и</sub> порядка 10<sup>-6</sup> с должны использоваться низкоиндуктивные разрядные устройства (источники) питания.

**14.5.4.** Искровые источники света. Искровые источники света или искровые генераторы так же, как и газоразрядные лампы, излучают свет в результате газового разряда между двумя основными

электродами, но имеют следующие отличия. Искровой промежуток, в котором осуществляется разряд, уменьшен в сравнении с аналогичным элементом газоразрядной лампы настолько, что практически может рассматриваться как точечный или линейный источник света. Искровой разряд происходит в свободном нестесненном объеме атмосферного воздуха и поэтому не сопровождается существенным послесвечением, которое свойственно разряду через инертные газы в баллонах газоразрядных ламп. Искровые источники при соответствующих модификациях остальных элементов искровых генераторов позволяют получать вспышки длительностью порядка 10<sup>-7</sup> с, что недостижимо при использовании газоразрядных ламп.

Существуют различные конструкции искровых источников и способы подключения электродов их образующих к остальным элементам искрового генератора. На рис. 14.47 в рамке из штриховых линий показана схема простейшего искрового источника, электроды которого образуют тригатронную систему. Остальные элементы схемы искрового генератора те же, что и в схеме на рис. 14.45. Зазор между электродами 1 и 2 называется первым искровым промежутком, а между электродами 2 и 3 — основным искровым промежутком. Импульс поджига, снимаемый с обмотки импульсного трансформатора, подается на управляющий или запускающий электрод 1 и создает разряд между ним и первым рабочим электродом 2, что вызывает инициирование разряда емкости C через промежуток между основными рабочими электродами 2 и 3.

Отработаны конструкции искровых источников и соответствующих электронных схем, которые позволяют на едином основном конечном искровом промежутке получать серии искр, инициируемых на параллельно подключенных и независимо функционирующих первых искровых промежутках.



Рис. 14.47. Вариант конструкции искрового источника (ИИ) в схеме искрового генератора: 1 — добавочный третий электрод (запускающий электрод); 2 — первый основной (рабочий) электрод; 3 — второй основной (рабочий) электрод с отверстием для излучения света


Рис. 14.48. Управляемый точечный искровой источник конструкции Штенцеля: 1 — первый рабочий электрод; 2 — второй рабочий электрод; 3 — диэлектрик; 4 — изолятор; 5 — третий добавочный электрод; 6 — регулятор первого искрового промежутка; 7 — изоляция; ВЗИ — высоковольтный запускающий импульс; ВИП — высоковольтный источник питания

Для сокращения длительности вспышки необходимо уменьшать индуктивность проводников в цепи разряда емкости C через промежуток между электродами, а также увеличивать длину (размер) этого промежутка. На рис. 14.48 показан один из вариантов конструкции искрового источника и схемы искрового генератора в целом, реализующих эти изменения, направленные на сокращение длительности вспышки. При этом индуктивность в цепи разряда между основными электродами 1 и 2 практически устраняется полностью вследствие того, что накопительная емкость C образована дискообразными частями этих электродов и диэлектрическим диском между ними. Увеличение длины искрового разряда достигается созданием и использованием двух искровых промежутков: между электродами 6 и 5, а также между 5 и 2.

Высоковольтный положительный запускающий импульс (ВЗИ), генерируемый, например, импульсным трансформатором, подается на электрод 5, начальный потенциал которого выровнен с электродом 2 с помощью резистора  $R_{52}$ . В результате этого сигнала возникает разряд через настраиваемый промежуток между электродами 5 и 6, а затем в разряд включается промежуток между электродами 5 и 2. Диаметр отверстия для излучения равен 1 мм.

14.5.5. Взрывающиеся электрические проволочки могут использоваться при регистрациях быстропротекающих процессов в качестве источников яркого света. Взрыв происходит при внезапном пропускании по тонкой проволоке очень большого тока, например, тока величиной  $\sim 10^5$  А по медной проволоке диаметром 0,5 мм. В результате взрыва в вакууме образуются пары металла проволочки, в атмосфере которых происходит основной электрический дуговой разряд с испусканием света. Особенность разряда батарей электрических конденсаторов с начальным напряжением до 10...20 кВ заключается в следующем. Металл проволочки сначала за время, приблизительно равное одной микросекунде, перегревается и затем расширяется с превращением в пар за время порядка  $10^{-8} ...10^{-7}$  с (происходит физический взрыв),

в результате чего разрядный ток падает до величины порядка  $10^2$  A и остается таким малым в течение десятка и более микросекунд, после чего ток внезапно возрастает. Для этого внезапного возрастания тока, приводящего ко второй, основной стадии разряда конденсатора, необходимо, чтобы облако из паров металла, которое первоначально находится при давлении порядка 1 ГПа и температуре несколько тысяч Кельвинов, претерпело существенное расширение. Основной разряд конденсатора конденсатора происходит в осциллирующем режиме с апмлитудными значениями тока, превосходящими скачок тока на первой стадии разряда через металл в конденсированном состоянии, предшествующем взрыву проволочки.

Для реализации такого предельного, ярко выраженного двухстадийного сильноточного разряда необходимо использовать специальные малоиндуктивные конденсаторы и очень быстродействующие устройства коммутации электрической цепи разряда. Однако на практике электрически взрывающиеся проволочки часто используются в составе электрических схем с обычными устройствами, предназначенными для питания импульсных газоразрядных ламп (рис. 14.45). При этом импульсные газоразрядные лампы (ИФК, ИФП) заменяют на взрывающиеся в вакууме проволочки. Индуктивность электрической цепи, снижая скорость нарастания тока, в итоге снижает темп нагрева конденсированного металла и приводит к тому, что в результате физического взрыва образуются не только пары металла, но и металлические капли (частицы). Поэтому источники света с электрическими взрывающимися проволочками в составе схем, аналогичных рис. 14.45 и предназначенных для ИФК, характеризуются параметрами спектра энергии излучения, отличными от тех, что получаются при разряде малоиндуктивных конденсаторов. На рис. 14.49 показана малоизвестная фотография взрыва удлиненного кумулятивного заряда (УКЗ), полученная В.Т. Маркиным с использованием предложенного им способа освещения объекта. В качестве источника света — «электрически взрывающейся в вакууме» проволочки — была применена обычная лампа накаливания, установленная вместо ИФК в цепи разряда накопительной разрядной емкости. УКЗ получают заполнением длинной медной трубки порошкообразным октогеном с последующим уплотнением его путем вдавливания части оболочки в заряд ВВ с использованием специального прокатного оборудования. Эта вмятина располагается вдоль всей медной оболочки заряда и при детонации ВВ приводит к образованию так называемого кумулятивного ножа, который может «разрезать» металлические преграды, толщиной приблизительно до диаметра оболочки УКЗ. Фоторегистрация осуществляется в падающем и отраженном потоках света импульсного источника. Удачное сочетание «относительной прозрачности» продуктов детонации октогена, «динамических» и спектральных характеристик импульса подсветки позволило зарегистрировать образование трещин в медной оболочке УКЗ, через которые прорываются продукты детонации, обычно «задым-



Рис. 14.49. Один из кадров высокоскоростной съемки разлета оболочки и продуктов детонации удлиненного кумулятивного заряда (УКЗ), полученный с использованием подсветки «электрически взрывающейся проволочкой» (справа от фотографии — поперечное сечение УКЗ)

ляющие» всю картину, и движение образующегося и удлиняющегося кумулятивного ножа.

14.5.6. Лазерные источники света и устройства освещения *с лазерными источниками*. Использование лазеров — оптических квантовых генераторов (ОКГ) — в оптических методах исследования быстропротекающих процессов обусловлено рядом их преимуществ перед рассмотренными ранее импульсными источниками света. Высочайшая яркость источника света позволяет сократить время экспонирования до 10<sup>-11</sup> с при скорости съемки до 10<sup>9</sup> кадр/с. Высокая монохроматичность лазерного излучения и малая расходимость светового пучка значительно расширили возможности специальных методов регистрации оптических неоднородностей по сравнению с применяемыми искровыми генераторами. Эти особенности лазерного излучения также позволили реализовать оптические методы измерения скоростей тел, основанные на явлении интерференции. Кроме того, перечисленные три особенности лазеров, как источников света, позволяют даже при «обычных» параметрах и способах высокоскоростной регистрации процессов получать снимки объектов более высокого качества.

В табл. 14.10 приведены некоторые из основных характеристик ряда типов лазеров, которые находят применение в ходе газодинамических исследований при регистрации быстропротекающих процессов, причем не обязательно в качестве основных импульсных источников света. Некоторые типы лазеров применяются как вспомогательные инструменты в системах исследования (не обязательно оптическими методами) различных быстропротекающих процессов.

Тип лазера (режим излучения)	Мощность, Вт	Время свечения или длитель- ность одного импульса, с	Длина волны, мкм	Диаметр пучка, мм	Яркость, Мкд/м <sup>2</sup>
Газовый (непрерыв- ный)	1	8	0,488	3	4,4
Газовый (непрерыв- ный)	1000	8	10,6	10	
Рубиновый (им- пульсный свобод- ной генерации)	$10^510^6$	$10^{-3}$	0,6943		
Рубиновый (им- пульсный с модуля- цией добротности)	$10^{6}10^{9}$	$20 \cdot 10^{-9}$	0,6943	10	$6\cdot 10^5$
Неодимовый (им- пульсный свобод- ной генерации)	$10^510^6$	$(13) \cdot 10^{-3}$	1,058	10	
Неодимовый (им- пульсный с модуля- цией добротности)	$10^85 \cdot 10^{10}$	$(330) \cdot 10^{-9}$	1,058	10	

Таблица 14.10. Основные характеристики некоторых типов ОКГ

Напомним кратчайшие элементарные сведения об устройстве и функционировании лазеров, но применительно лишь к особенностям использования их как источников света при фоторегистрации. При высокоскоростной съемке обычно используют ОКГ, в которых в качестве рабочей (активной) среды применяется либо рубиновый стержень с плоскопараллельными торцами, либо стержень из неодимового стекла (стекла с примесью неодима, Nd). Для накачки активной среды энергией (создания инверсии электронной населенности) применяют импульсные газоразрядные лампы (например, лампа ИФП-8000, номинальные характеристики которой приведены в табл. 14.9). Рабочая среда в виде стержня диаметром 6...10 мм и длиной 80...100 мм располагается, как и во всех лазерах, в резонаторе. Одна из отражающих поверхностей резонатора, обращенная к освещаемому объекту, является «полупрозрачным зеркалом» с коэффициентом отражения около 30...50%, как, например, у стопки стеклянных пластин. Другая отражающая поверхность резонатора является «обычным» зеркалом, например, крышеобразной стеклянной призмой. Если инверсия населенности в активной среде превышает определенный порог, то циркуляция световой волны между светоотражающими поверхностями резонатора вызывает резкое возрастание энергии этой волны и выход части ее в виде излучения через «полупрозрачное» зеркало (происходит генерация излучения).

При непрерывной генерации мощность излучения не может превысить мощность устройства, которое непрерывно возбуждает инверсию населенности электронов. Поэтому для повышения мощности излучения до уровня, необходимого для регистрации быстропротекающих процессов, используют импульсный режим возбуждения инверсии населенности устройствами повышенной мощности. При этом еще обязательно создают специальные условия для очень кратковременного (в сравнении со временем накачки активной среды), быстрого излучения (сброса) энергии, которая была закачана в активную среду. Импульсные газоразрядные лампы являются достаточно мощными источниками энергии для накачки активной среды импульсами продолжительностью порядка 10<sup>-3</sup> с. Возможность накопления энергии активной средой без излучения ее вовне и затем кратковременного ее сброса лазерным излучением достигается использованием быстродействующего затвора, расположенного на пути циркуляции световых лучей в резонаторе. Достаточно часто для этого используют ячейки Поккельса (современные пьезоэлектрические материалы позволили создать устройства, по принципу действия аналогичные затворам Керра, но управляемые напряжениями в сотни и даже в десятки вольт и срабатывающие с задержкой порядка 10<sup>-13</sup> с).

Непосредственно перед моментом появления импульса света от газоразрядной лампы световой затвор производит первое закрытие оптического тракта между зеркалами резонатора. По истечении некоторого времени, не превышающего, однако, длительности импульса накачки, составляющего порядка 10<sup>-3</sup> с, световой затвор открывается на время порядка десятка наносекунд. За этот промежуток времени успевает произойти резонансное усиление световой волны в активной среде и излучение лазерным лучом закачанной энергии. Управляющие напряжения, вызывающие поочередное неоднократное в течение периода свечения импульсной газоразрядной лампы закрытие и открытие светового затвора, подаются с некоторой частотой, заданной по усмотрению исследователя. Описанный метод получения излучения ОКГ называется методом модулированной добротности, а световой затвор — модулятором добротности. При отсутствии модуляции добротности в так называемом свободном режиме генерации мощность излучения лазера снижается на порядок.

Создание лампами накачки световых импульсов прямоугольной формы и управление модуляторами добротности осуществляется соответствующими электронными блоками. Моменты поджига импульсных ламп накачки активной среды ОКГ и включения модулятора добротности должны быть синхронизированы относительно друг друга определенным образом, что достигается за счет использования электронного блока общего управления как схемами питания и поджига газоразрядной лампы, так и схемой управления модулятором добротности.

В схемах импульсных источников света с использованием ОКГ (рис. 14.50) мы будем изображать последний в виде двух блоков: блока

излучения (БИ) и блока управления (БУ), что соответствует конструктивному оформлению промышленно изготавливаемых устройств ОКГ. Блок излучения включает в себя газоразрядную лампу, активную среду, резонатор и модулятор добротности. Блок управления содержит электрические схемы, обеспечивающие генерацию импульса света для накачки активной среды, управление модулятором добротности, а также схему обеспечения общей синхронизации элементов установки ОКГ.

При поступлении на блок управления ОКГ (1) запускающего импульса (ЗИ) (рис. 14.50) генерируется серия одиночных импульсов, следующих с частотой модуляции добротности. Количество одиночных импульсов  $n_{\rm H}$  в серии связано с длительностью импульса света от газоразрядной лампы  $t_{\rm H}$  и частотой модуляции добротности  $f_{\rm MД}$ :  $n_{\rm H} = t_{\rm H}/f_{\rm MД}$ . Сокращение числа  $n_{\rm H}$  в серии при неизменной длительности импульсов свечения газоразрядной лампы и длительности одиночных импульсов приводит к увеличению энергии и мощности этих импульсов. Частота следования одиночных импульсов в серии выбирается в соответствии с характеристиками регистрирующей аппаратуры и параметрами исследуемого процесса.

Для коррекции флуктуаций интенсивности излучения по сечению лазерного пучка (2) (диаметром обычно от 5 до 10 мм) и достижения практической точечности источника света используют различные приемы, один из которых показан на рис. 14.50. Лазерный пучок с помощью объектива 3 фокусируется на поверхности пластины из молочного стекла 5, расположенной за диафрагмой 4. Если необходимо преобразовать центрированный поток лазерного излучения в пучок параллельных лучей большого диаметра (например, 200...250 мм), то можно использовать зеркальный объектив 6, как это показано на рис. 14.50. Этой цели можно достичь используя вместо зеркального объектива линзу большого диаметра. Однако в ряде экспериментов зеркальный объектив



Рис. 14.50. Вариант схемы устройства освещения с лазерным источником света: 1 — оптический квантовый генератор (ОКГ), состоящий из блока управления (БУ) и блока излучения (БИ); 2 — лазерный пучок света; 3 — фокусирующий объектив; 4 — диафрагма; 5 — пластина из молочного стекла; 6 — зеркальный объектив

является более предпочтительным по той причине, что формирование пучка параллельных лучей путем отражения, а не преломления света, не подвержено влиянию длины волны света. Это надо иметь в виду, если тонкая настройка системы оптической регистрации в целом, которая включает прибор скоростной фоторегистрации, объект съемки и устройство подсветки, осуществляется экспериментатором при обычном свете, без опасного для зрения лазерного импульса, используемого при регистрации быстропротекающего процесса.

14.6. Датчики и измерители-преобразователи в оптических методах исследования и регистрации процессов и объектов. По отношению к единой схеме измерительных систем (рис. 13.1) оптические методы регистрации отличаются той особенностью, что в качестве датчика (чувствительного элемента системы измерения) очень часто выступает сам исследуемый объект, а преобразовательными устройствами являются общеизвестные детали или устройства, преобразующие изменения состояния и движения объектов в соответствующие двумерные образы (картинки). Такими деталями или устройствами являются, например, линзы, зеркала, экраны. При этом устройства, которые мы формально должны отнести к преобразовательным элементам, в оптических методах исследования принято называть средствами или устройствами визуализации. Эти устройства делают видимыми изменения состояния или движения объектов.

Из множества реализованных и известных средств и методов визуализации мы выделим наиболее общеупотребительные: а) методы визуализации либо части поверхности объекта, обращенной к съемочной камере, либо контура регистрируемого непрозрачного тела — контура границы оптической неоднородности в прозрачной среде; б) методы визуализации фронтов ударных волн в непрозрачных и прозрачных средах. Прежде чем перейти к изложению этих методов, сделаем общие замечания относительно самосветящихся и несамосветящихся объектов в условиях скоростной съемки, а также относительно способов освещения или подсветки объектов при их высокоскоростной съемке.

По необходимости использования средств освещения при скоростной съемке объекты разделяют на самосветящиеся и несамосветящиеся. К самосветящимся объектам относятся те, что из-за собственной температуры (обычно не ниже 2000 К) за время кратковременной экспозиции, обеспечивающей получение неразмытого и несмазанного изображения, излучают свет в количестве, достаточном для экспонирования светочувствительного материала в съемочной камере. Такими объектами чаще всего являются фронты детонационных волн и примыкающие к ним узкие зоны продуктов детонации, сжатые сильными ударными волнами газы, газообразные продукты в пламенной зоне фронта горения, догорающие конденсированные частицы в продуктах детонации и горения (рис. 14.51). Фронты ударных волн в конденсиро-



Рис. 14.51. Примеры щелевых фоторазверток самосветящихся процессов, самых простых в отношении их фотографической регистрации (справа от соответствующих схем экспериментальных сборок для реализации этих процессов в низкоплотной порошкообразной смеси на основе гексогена): *а* — детонационный фронт (*D*) и зона дореагтрования (ЗД) продуктов детонации; *б* — фронт детонационной волны при зарождении режима «пульсирующего затухания» детонации в клинообразном заряде низкоплотного ВВ; *в* — осесимметрично сходящийся детонационный фронт (*D*) и отраженная волна (OB) в продуктах детонации: *1* — быстродействующий электродетонатор; *2* — листовой заряд ВВ на основе ТЭНа; *3* — исследуемый заряд ВВ; *4* — корпус сборки из картона толщиной 2 мм; *5* — стальные бруски; *6* — окно сборки из оргстекла толщиной 1...2 мм; *7* — противоразгрузочный бассейн с водой (отсутствие соприкосновения «следов» фронта детонации *D* и фронта отраженной ударной волны ОВ свидетельствует о смещения (эксцентриситета) щели скоростного фоторегистратора относительно оси симметрии сборки)

ванных и газообразных средах, не вызывающие ионизации вещества, уже не проявляются как самосветящиеся объекты.

Высокоскоростная съемка несамосветящихся объектов всегда требует соответствующего освещения или подсветки (рис. 14.52). Следует обратить внимание на то, что на этом рисунке из-за очень малого вре-



Рис. 14.52. Схема горизонтального разреза экспериментальной сборки для получения щелевой фоторазвертки (с помощью камеры ВСФК) взрыва полусферического заряда ВВ в воде и щелевая фоторазвертка процесса (справа): 1 — заряд прессованной смеси гексогена и 15% алюминиевого порошка для взрывной подсветки; 2 — прозрачные стенки бассейна; 3 — вода; 4 — подставка из ПММА с черненой поверхностью; 5 — электродетонатор; 6 — детонационный транслятор диаметром менее 1 мм; 7 — полусферический заряд из смеси 85% ТЭНа и 15% полиизобутилена; 8 — ось объектива камеры ВСФК; 9 — регистрация выхода детонационного фронта несферической формы на сферическую поверхность заряда; 10 — фоторазвертка движения фронта ударной волны в воде; 11 — фоторегистрация изображения границы раздела воды с продуктами детонации полусферического заряда (регистрация получена A.E. Новицким)



Рис. 14.53. Последовательность кадров высокоскоростной кинорегистрации в проходящем свете процесса разрушения сферической оболочки взрывом центрального заряда ВВ при сочетании самосветящегося и несамосветящегося объектов (предоставлено В.Т. Маркиным)

мени самоэкспонирования (самосвечения) высокотемпературных продуктов детонации при выходе детонационного фронта на сферическую поверхность заряда BB его изображение 9 почти не видно по сравнению с регистрацией несамосветящейся прозрачной оптической неоднородности — ударной волны в воде 10, которая визуализируется внешним взрывным источником света. Иногда подсветку применяют и при съемке самосветящихся объектов, если требуется выявить особенности рельефа его поверхности (рис. 14.53). На этом рисунке показан пример фоторегистрации процесса разрушения взрывом достаточно большой сферической металлической оболочки, которая сделана в проходящем (не отраженном!) свете от прожектора с лампой ИФК. Такая подсветка позволила визуализировать газообразные продукты детонации



Рис. 14.54. Схемы вариантов освещения (подсветки) исследуемых объектов при съемке в отраженном свете (*a*), при съемке в проходящем свете (*б*), при съемке с наложением отраженного и проходящего света (*в*) и (*г*): ИО — исследуемый объект (снимаемый объект); СК — съемочная камера; ПП — прожектор подсветки; ТИС — точечный источник света; ЭДОС — экран диффузного отражения света; ТИ — теневое изображение (объекта); ПС — проходящий свет

компактного заряда высокоплотного ВВ, дополнительно разогретые при отражении ударной волны от внутренней поверхности и высвечивающие трещины, образующиеся при расширении оболочки. Совместное действие внешнего света от ИФК и, в сущности, взрывной подсветки из полости сферы позволило сделать детальное изображение облака продуктов, вырывающихся через трещины в оболочке.

Различают схемы подсветки для съемки в отраженном, проходящем свете и для съемки при комбинированном освещении (рис. 14.54). Устройства подсветки объекта съемки могут в некоторых случаях выполнять функции устройств, задающих время экспозиции. Если эта функция не свойственна источнику света, то он часто называется прожектором подсветки, особенно в случае использования импульсных газоразрядных ламп с параболическими отражателями света.

В некоторых случаях вместо импульсных источников света для съемки в проходящем свете (ПС) используют экраны с диффузно отражающей поверхностью (например, лист ватмана), освещенные источниками света, которые одновременно освещают и объект съемки. При этом съемочная камера фиксирует как изображение объекта в отраженном свете (ОС), так и теневое изображение (ТИ) объекта на экране. Как показывает опыт проведения аэробаллистических исследований во ВНИИЭФ, теневое изображение объекта на экране может оказаться в научном плане более информативным по сравнению с изображением объекта в отраженном свете.

**14.6.1.** Визуализация оптических неоднородностей в прозрачных средах. При взрывных, ударных, а в некоторых случаях и при иных внешних воздействиях в исследуемых средах возникают области,

в которых плотность вещества отличается от ее начального значения при невозмущенном состоянии среды. В прозрачных средах изменение плотности вызывает изменение скорости распространения света, что проявляется в отклонении показателя преломления  $n_C$  от значения  $n_0$ при начальной плотности среды в отсутствие внешнего воздействия. Таким образом, сама среда может быть датчиком в измерительной системе, который отвечает (реагирует) на некоторое внешнее воздействие (характеризуемое, например, давлением p) появлением выходного сигнала в виде нового значения показателя преломления  $n_C$ .

При этом для того, чтобы получить оптическую измерительную или регистрирующую систему, нам остается сделать устройства, которые позволили бы отобразить измененные значения показателя преломления  $n_C$  или измененные значения плотности среды  $\rho$ , связанные с показателем преломления  $n_C = n_C(\rho)$ , или мгновенные значения давления  $p(\rho)$  в возмущенной области среды в виде картинки на плоскости. Эту картинку с помощью рассмотренных нами ранее устройств вывода оптической информации или, проще говоря, съемочных камер мы можем сохранить для дальнейшего изучения и анализа, что позволит в дальнейшем определить давление, вызвавшее изменение показателя преломления  $n_C$ .

На рис. 14.55 изображена схема хода световых лучей, показывающая как можно тремя способами визуализировать (т.е. сделать «видимыми») те неоднородности распределения параметров состояния прозрачной среды p и  $\rho$ , которые проявляются как оптические неоднородности. Штриховой прямой показано направление луча при отсутствии в среде между источником света 1 и экраном 3 какой-либо неоднородности. Сплошной линией показан ход луча на примере появления в среде зоны с повышенной плотностью и соответствующим изменением коэффициента преломления. Заметим, что для газообразных сред и ряда исследованных жидких диэлектриков плотность  $\rho$  и показатель преломления  $n_C$  связаны с их начальными значениями  $\rho_0$  и  $n_{C0}$  в невозмущенном состоянии простым соотношением  $n_C - 1 = (n_{C0} - 1)\rho/\rho_0$ , называемым эмпирическим законом Глэдстона-Дейла. Для конденсированных сред связь  $\rho$  и  $n_C$  в общем случае уже более сложная.



Рис. 14.55. Схема хода луча света от источника *1* через неоднородность прозрачной среды *2* с повышенной плотностью и коэффициентом преломления до экрана *3* 

Преломление луча вследствие наличия неоднородности плотности приводит к появлению углового отклонения  $\varphi_C$  луча относительно его начального положения в однородной среде, попаданию луча на экран в точку  $B^*$ , линейно смещенную относительно точки B, и увеличению времени хода луча от источника до экрана на величину  $t^* - t$ , где буквами t и  $t^*$  обозначены моменты времени встречи с экраном прямолинейного и преломленного лучей.

В газодинамических исследованиях используют три способа визуализации возмущений плотности (оптической неоднородности) в совершенно прозрачной среде: 1) метод светящейся точки, основанный на использовании линейного смещения луча BB\* (этот метод также называют прямым теневым методом); 2) теневой метод (он же шлирен-метод, или метод Теплера), основанный на использовании углового смещения луча  $\varphi_C$ ; 3) интерференционный метод, основанный на использовании временного сдвига  $\Delta t = t^* - t$ .

Метод светящейся точки, или прямой теневой метод, позволяет получить на экране теневую картинку, являющуюся результатом перераспределения освещенности его поверхности вследствие линейных смещений, испытываемых световыми лучами при падении на экран. Для пояснения этого предложения рассмотрим принципиальную схему простейшей реализации этого метода с использованием точечного источника света, из-за которого прямой теневой метод также называют методом светящейся точки. На рис. 14.56 показана схема визуализации возмущения плотности прозрачной среды, вызванного распространением по каналу прямоугольного сечения волны сжатия с плоским фронтом, движущимся в направлении У. Справа от экрана расположен график зависимости его освещенности от координаты У, которая обозначает координату точки на плоскости носителя информации, соответствующую координате точки Е\* на исследуемом объекте. До тех пор, пока фронт волны сжатия не пришел в окрестность прохождения лучей a, b и c через среду, находящуюся в канале, все три



Рис. 14.56. Схема получения теневого изображения неоднородности прозрачной среды методом светящейся точки: *1* — точечный источник света; *2* — тонкие прозрачные плоскопараллельные стенки канала с исследуемой средой; *3* — исследуемая среда; *4* — экран; *5* — фронт волны сжатия, распространяющейся к точке *B* 

луча, не преломляясь, достигают экрана и создают на нем однородное распределение освещенности  $E^*(Y) = E^*_{CP}$ , изображенное штриховой прямой линией. Но когда фронт волны придет в положение, отмеченное точкой B, то луч «b» пойдет не по направлению штриховой линии, а отклонится сразу же за фронтом вниз, в сторону большей плотности среды, и попадет на экран в точку  $B^{**}$ , а не в  $B^*$ , где освещенность заметно снизится. В случае распространения фронта ударной волны давление за ним обычно сразу же начинает падать так же, как и плотность среды. В этом случае луч «с», попав в среду позади фронта, отклонится вниз в зоне сжатия среды существенно меньше, чем луч «b». Поэтому на экране рядом с точкой B\*, где освещенность уменьшилась, появляются совпадающие точки В\*\* и С\*, куда приходит луч «b», сильно отклоненный на фронте волны, и луч «c», слабо отклонившийся при прохождении через среду за фронтом волны. Наложение двух лучей дает локальное увеличение освещенности относительно Е<sup>\*</sup><sub>СР</sub>. Распределение освещенности по экрану, изображенное на рис. 14.56 и вызванное прохождением лучей «а», «b» и «c» через среду в окрестности фронта волны ударного сжатия объясняет, почему фронт ударной волны (особенно сильной волны) в прозрачной среде визуализируется чередованием темной и светлой полос, как это хорошо видно на рис. 14.57. На этом рисунке показана фотография диффузно отражающего экрана, на который с помощью короткоимпульсного точечного источника света проецируется шар диаметром 60,13 мм, летящий в воздухе со скоростью M = 2,49, и волновые возмущения в воздухе, вызванные движением этого шара. Рядом с шаром видна частица, выброшенная вместе с ним из устройства метания.

Максимальное относительное изменение освещенности на экране получается при l = f (рис. 14.56), а контрастность изображения улучшается с увеличением значения (l + f). Для получения изображений



Рис. 14.57. Регистрация методом светящейся точки движения (по горизонтали) в воздухе шара со сверхзвуковой скоростью

с наименьшими линейными искажениями, т. е. с постоянным масштабом для всех зон исследуемой среды, расположенных вдоль оси 0z, необходимо выполнить условия l > 2...3 м, f < 0,5 м и обеспечить «оптическое сопряжение» исследуемой зоны с поверхностью экрана. «Оптическое сопряжение» заключается в создании условий, при которых перемещение элементов объекта регистрации в некоторой плоскости исследуемой зоны приводит к появлению их четких действительных изображений в плоскости расположения экрана или фотоматериала.

Для получения регистраций хорошего качества исследуемую среду просвечивают параллельными световыми лучами, используя, например, схему реализации метода светящейся точки, показанную на рис. 14.58. Параллельные лучи получаются с помощью объектива 4 и элементов системы подсветки, которая состоит из источника света, например ИФК, конденсора 2 и диафрагмы 3 с маленьким отверстием, которое и придает точечность источнику света. Теневая картинка объекта съемки 5 (показан фронт ударной волны в два различных момента времени  $t_1$  и  $t_2 > t_1$ ) формируется в плоскости  $A^* - A^*$  объективом 6 и объективом 7. Промежуточное изображение можно получить на экране, совмещенном с плоскостью А\*-А\*, или «перенести» на светочувствительный материал в съемочной камере. Если съемка ведется на камеру СКС, то 7 является входным объективом съемочной камеры. Если процесс регистрируется на СФР, то между объективом 6 и собственно оптической камерой СФР, показанной на рис. 14.58 штриховыми линиями, помещается дополнительная система из двух объективов. В этой системе объектив 7 строит изображение в фокальной плоскости следующего объектива, расположенного между 7 и объективом СФР.

Ход световых лучей, иллюстрирующий «оптическое сопряжение» исследуемой зоны, показанной как плоскость А-А, и плоскости А\*-А\*,



Рис. 14.58. Схема реализации прямого теневого метода с оптическим сопряжением исследуемой зоны A-A с плоскостью A\*-A\* (с плоскостью экрана или плоскостью промежуточного изображения, переносимого в съемочную камеру): 1 — элемент источника света; 2 — конденсор; 3 — диафрагма с щелью (или щель); 4 — объектив, формирующий пучок параллельных лучей света; 5 — исследуемая среда, в которой распространяется оптическая неоднородность (изображены положения фронта ударной волны в два момента времени); 6 — объектив, формирующий теневое изображение; 7 — объектив приемной части теневого прибора или регистрирующего устройства; 8 — элементы приемной регистрирующей части схемы



Рис. 14.59. Четыре кадра из скоростной регистрации прямым теневым методом детонации транслятора из смеси 85% ТЭНа с 15% полиизобутилена, расположенного в воздухе. (предоставлено В.В. Брыковым)

где строится четкое изображение объекта исследования, показан штриховыми линиями.

На рис. 14.59 показаны результаты кадрированной фоторегистрации в проходящем пучке параллельных лучей света распространения детонации по заряду ВВ на основе ТЭНа диаметром несколько меньше одного миллиметра, разлета образовавшихся продуктов детонации и мельчайших, непосредственно невидимых частиц неполного разложения заряда, фронтов ударных волн в воздухе, генерируемых в результате расширения газообразных продуктов и опережающих их частиц неполного реагирования ВВ. Эти частицы обнаруживают себя «турбулизацией» потока и локальными «пузыревидными» фронтами ударных волн.

Прямой теневой метод позволяет обнаруживать изменения плотности (показателя преломления) среды в любом направлении, лежащем в плоскости xy. Однако он позволяет визуализировать только такие течения прозрачной среды, которые характеризуются резкими изменениями плотности, т. е. когда  $\partial \rho / \partial y$  и  $\partial \rho / \partial x$  не равны постоянной величине и, следовательно,  $\partial^2 \rho / \partial y^2$  и  $\partial^2 \rho / \partial x^2$  не равны нулю. Изменения освещенности экрана (плоскости регистрации изображения) при этом методе пропорциональны вторым производным плотности.

При необходимости визуализации течений с плавными изменениями плотности среды можно применить более чувствительный метод теневой метод с диафрагмированием световых лучей, т.е. использовать появление углового смещения луча света, проходящего через оптическую неоднородность.

**Теневой метод с диафрагмированием световых лучей**, называемый также методом Теплера, основан на способе, предложенном Л. Фуко и развитым затем Теплером, Вудом и другими учеными. Мы рассмотрим одну из простейших схем практической реализации метода Теплера (шлирен-метода) на примере визуализации слабого возмущения с фронтом, распространяющимся по рассматриваемой зоне A-A исследуемой среды (рис. 14.60).

Исследуемая прозрачная среда, по которой будет проходить возмущение, приводящее к изменению плотности в зоне наблюдения A-A, просвечивается сходящимся пучком световых лучей, формируемым



Рис. 14.60. Одна из схем реализации теневого метода Теплера с оптическим сопряжением исследуемой зоны A-A с плоскостью построения изображения A<sup>\*</sup>-A<sup>\*</sup> (приведен пример построения изображения на экране): 1 — источник света; 2 — конденсор; 3 — щель; 4 — объектив, формирующий сходящийся пучок лучей; 5 — исследуемая среда (показан фронт ударной волны, движущийся в направлении стрелки); 6 — нож Фуко; 7 — объектив, обеспечивающий оптическое сопряжение зоны исследования A-A с поверхностью экрана; 8 — экран

объективом 4 и изображающим щель в диафрагме 3 в плоскости F-F кромки оптического ножа Фуко. Далее пучок лучей с помощью дополнительного объектива проецируется на плоскость A<sup>\*</sup>-A<sup>\*</sup>, на которой в нашем примере расположен экран 8.

Предварительно, до создания в исследуемой среде визуализируемого течения с неоднородностью плотности, прибор настраивают для регистрации. Для этого перемещением ножа *6* добиваются «половинного» затенения экрана, когда кромка ножа касается оптической оси системы, изображенной штрихпунктирной прямой. Образование «половинного» затенения экрана объясняется тем, что даже при идеальной точечности источника света в точке «О» схождения пучка лучей на плоскости F-F наблюдался бы аберрационный кружок. Поэтому при касании кромкой ножа Фуко оптической оси к экрану проходит ровно половина потока света, создавая на нем «равномерную полутень». После такой настройки прибор готов к регистрации течения.

При наличии в зоне наблюдения A-A фронта возмущения, за которым происходит изменение плотности, световые лучи начинают отклоняться от начального прямолинейного направления в ту или иную сторону. Направление движения фронта показано стрелкой. Если за фронтом плотность среды уменьшается, то луч света отклонится в сторону оптического ножа и не попадет на экран. При этом фронт возмущения отобразится на фоне полутени темной полосой (усилением тени). Если за фронтом возмущения, движущимся вниз, плотность возрастает, то лучи, пройдя за фронтом, отклонятся вверх и, попав на экран, создадут на нем дополнительную освещенность. При этом фронт возмущения отобразится светлой полосой.

Если же фронт возмущения движется в направлении, обратном тому, что указанно на рис. 14.60 стрелкой, то влияние изменения плотности среды за фронтом на световое изображение фронта будет обратным ранее приведенному. Следовательно, увеличение плотности

15 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

за фронтом волны, движущейся вверх, проявится на экране появлением темной полосы, а уменьшение плотности — появлением светлой полосы. В результате на экране получается теневая картина, соответствующая распределению оптических неоднородностей (неоднородностей плотности), отклоняющих световые лучи в плоскости чертежа. Для визуализации неоднородностей плотности, отклоняющих световые лучи в направлении, перпендикулярном плоскости чертежа, необходимо щель 3 и нож 6 повернуть на 90°.

На рис. 14.60 штриховыми линиями показан ход световых лучей при обеспечении «оптического сопряжения» исследуемой зоны среды А-А и поверхности экрана А\*-А\*.

При необходимости высокоскоростной регистрации теневой картины экран 8 убирается, а приемная часть прибора перенастраивается аналогично тому, как это изображено на рис. 14.58 и описано в комментарии к этому рисунку.

Удовлетворительное качество регистрации течений со слабыми градиентами плотности среды получается обычно лишь при использовании промышленно изготовленных теневых установок, например, отечественной установки ИАБ-451. В этой установке исследуемая среда просвечивается пучками параллельных лучей, сформированных зеркально-менисковыми объективами системы Максутова.

На рис. 14.61 приведена щелевая фоторазвертка процесса распространения прямой ударной волны (светлая полоса) и ударной волны, появившейся в результате отражения от акустически более жесткой преграды. Направление визуализации, равно как и направление щели в фоторегистраторе, перпендикулярно режущей кромке ножа Фуко. Заметим, что при использовании прямого теневого метода оба фронта ударных волн в случае их достаточной интенсивности были бы изображены полосами одинакового вида для обоих направлений движения фронтов.

Использование точечного источника света и визуализирующей диафрагмы круглой формы позволяет сделать видимыми отклонения лучей во всех направлениях. Неоднородности среды регистрируются на экране в виде темных зон на светлом фоне, если визуализирующей диафрагмой является непрозрачная пластинка с круглым отверстием. Диаметр отверстия выбирают обычно равным диаметру изображения



Рис. 14.61. Щелевая фоторазвертка фронтов прямой и отраженной ударных волн (позитивное изображение), полученная теневым методом Теплера (теневым методом с диафрагмированием световых лучей)



Рис. 14.62. Ячеистая структура, возникающая при сгорании пропановоздушной смеси, визуализированная методом Теплера с использованием непрозрачного диска

источника света. Когда визуализирующей диафрагмой служит непрозрачный диск, то изображение неоднородностей среды имеет вид светлых зон на темном фоне (рис. 14.62).

Изменение освещенности экрана при использовании теневого метода с диафрагмированием пропорционально не второй, а первой производной плотности среды.

**Интерференционный метод визуализации** неоднородностей прозрачных сред основан на получении интерференционной картины, появляющейся в результате наложения двух световых потоков, один из которых проходит через исследуемую область исследуемой среды, а другой через ту же среду, но в невозмущенном состоянии.

На рис. 14.63 приведена принципиальная схема одного из интерферометров — двухлучевого интерферометра Маха-Цендера. В этом приборе применяется источник монохроматического света 1 с коллимирующим объективом 2. С помощью полупрозрачной пластины (пластины Жамена) пучок параллельных лучей разделяется на две равные части. Один пучок света распространяется сначала в вертикальном направлении вниз и после отражения от зеркала 7 проходит горизонтально через область, в которой исследуемая среда будет подвергаться газодинамическим возмущениям, подлежащим регистрации. Другой пучок света проходит в горизонтальном направлении через ту часть среды, которая в течение всего периода регистрации газодинамического процесса будет оставаться в стационарном невозмущенном состоянии. Зеркала 4 и 7 оба эти пучка света направляют на вторую пластинку Жамена 5, которая приводит их к наложению друг на друга, а объектив 8 «строит» возникающую интерференционную картину в плоскости А\*-А\*. Эта картина может быть получена на экране, помещенном в плоскости А\*-А\*, или зафиксирована на светочувствительном материале в съемочной камере.



Рис. 14.63. Принципиальная схема двухлучевого интерферометра Маха-Цендера для регистрации неоднородностей в исследуемой среде протяженностью  $l_{OH}$ : 1 — источник монохроматического света; 2 — коллимирующий объектив; 3 — полупрозрачная пластинка (пластинка Жамена); 4 — зеркало; 5 — вторая пластинка Жамена; 6 — исследуемая среда с регистрируемой неоднородностью; 7 — зеркало; 8 — объектив приемно-регистрирующей части интерферометра; 9 — тонкие стенки канала с исследуемой средой

При отсутствии в наблюдаемой области среды оптических неоднородностей (возмущения плотностей еще не появились) интерференционная картина в плоскости A\*-A\* представляет собой чередование светлых и темных полос, параллельных друг другу. Если в зоне наблюдения среды плотность начинает изменяться, то это вызывает изменение скорости света на его пути в наблюдаемой области среды (рис. 14.63) и изменение разности фаз двух пучков лучей, которые накладываются друг на друга полупрозрачным зеркалом 5 и образуют



Рис. 14.64. Щелевая фоторазвертка интерференционной картины распространения воздушной взрывной волны за стальной преградой (предоставлено В.В. Сапрыкиным)

в плоскости A\*-A\* интерференционную картину. В результате интерференционная картина изменяется — светлые и темные интерференционные полосы смещаются и деформируются. На рис. 14.64 (фоторегистрация предоставлена В.В. Сапрыкиным) в качестве примера приведена щелевая фоторазвертка процесса распространения ударной волны в воздухе вдоль канала, поперечное сечение которого показано на рис. 14.63 штрихо-

выми линиями. В левой части фоторазвертки видны прямолинейные параллельные белые и черные полосы. Они «идут» горизонтально до

прямой  $M_1M_2$  (рис. 14.64), которая «угадывается» на фоторегистрации и отображает перемещение во времени фронта ударной волны в воздухе. Ударная волна в эксперименте была настолько слабая, что ее фронт при использовании прямого теневого метода фоторегистрации не смог бы быть зафиксирован на светочувствительном материале. На фронте ударной волны происходит скачкообразное смещение интерференционных полос на величину  $\overline{N}_{\phi}$ , которая измеряется в долях расстояния между исходными полосами в невозмущенной зоне. За фронтом ударной волны смещение интерференционных полос изменяется и принимает некоторое текущее значение, которое мы обозначим  $\overline{N}_t$ , изменяющееся со временем, т. е.  $\overline{N}_t = \overline{N}_t(t)$ . Знание значений  $\overline{N}_t$  и, в частности,  $\overline{N}_{\phi}$  позволяет определить, на сколько изменяется плотность среды ( $\Delta \rho$ ) относительно начального ее значения  $\rho_0$  в невозмущенном газе:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\overline{N}(t)}{l_{\rm OH}} \cdot \frac{\lambda}{n_{\rm CO} - 1},$$

где  $\lambda$  — длина волны света;  $l_{\rm OH}$  — протяженность оптической неоднородности (см. рис. 14.63).

Для того чтобы получить представление о том, как находить  $\overline{N}_{\phi}$ и  $\overline{N}_t(t)$ , необходимые для получения количественной информации о динамике ударно-волнового сжатия газа, обратимся к схеме интерференционной фоторазвертки (рис. 14.65). На этой схеме траектория фронта ударной волны, которая всего лишь «угадывается» на реальной интерферограмме (рис. 14.64), изображена прямой линией  $M_1M_2$ . Выделим слева от этой траектории фронта волны достаточно произвольно одну из темных полос (она утолщена). Эта полоса соответствует начальному значению плотности  $\rho_0$  в невозмущенной среде. Плотность среды на ударном фронте претерпевает скачкообразное увеличение, а затем снижение по мере того, как частицы со временем удаляются от фронта. В результате этого плотность частиц среды в слабой волне когданибудь вернется к практически начальному значению, и темная полоса в области за траекторией фронта ударной волны на фоторазвертке выйдет на начальный уровень. Продолжив штриховой прямой выделенную



Рис. 14.65. Схема нахождения в первом приближении смещения интерференционных полос на фронте слабой ударной волны

горизонтальную полосу, по точке 1 мы найдем ту темную полосу, которая, претерпев скачкообразное отклонение на фронте волны, затем «релаксировала» к уровню, определяемому начальной плотностью среды. Выделим эту зафронтовую полосу толстой линией и найдем точку  $1_{\phi}$ , в которой эта полоса появилась на траектории фронта  $M_1M_2$ . По этой точке  $1_{\phi}$  и начальной выделенной полосе перед траекторией  $M_1M_2$  находим значение  $\overline{N}_{\phi}$  (у нас оно получилось чуть больше, чем 2). Подставив в вышеприведенную формулу  $\overline{N}(t) = \overline{N}_{\phi}$ , получим значение скачка плотности на фронте ударной волны в момент времени  $t = t_{\phi}$ . При этом мы также получаем грубую оценку длительности положительной фазы сжатия за фронтом ударной воздушной волны.



Рис. 14.66. Интерференционная картина обтекания шара потоком со скоростью M = 5,7

что пользуясь таким алгоритмом нахождения первого приближения  $\overline{N}_{\phi}$  и  $t_{\phi}$ , мы пренебрегаем тем, что остаточная температура среды после даже очень слабого ударноволнового сжатия и последующего разрежения превышает начальную температуру среды и тем самым влияет на остаточную плотность среды после ее нагружения.

На рис. 14.66 показана интерферограмма баллистической ударной волны при полете шара со скоростью M = 5,7, полученная в U.S. Army Ballistic Research Laboratory.

**Метод масок** для визуализации фронтов ударных волн в прозрачных средах используют в тех случаях, когда интенсивность ударно-волнового сжатия недостаточна для регистрации

неоднородностей течения самым простым, прямым теневым методом (методом светящейся точки) без использования дополнительных элементов, а использование метода Теплера или интерференционного метода затруднительно по экономическим или организационным соображениям. Одним из простых дополнительных устройств, которое позволяет существенн улучшить возможности визуализации фронта слабой ударной волны в прозрачной среде прямым теневым методом, является так называемая «маска». Так называют изображение на плоском носителе (листе материала) обычно множества равномерно расположенных параллельных прямых линий или взаимно перпендикулярных прямых, образующих сетку.

Достаточно удачным примером, показывающим сущность метода масок и его возможности, является случай, когда прозрачная, но неод-



Рис. 14.67. Фотография тонкостенного цилиндрического стакана, наполовину заполненного водой и стоящего перед «маской» (черной доской с нарисованной мелом прямоугольной сеткой)

нородная по плотности среда расположена между съемочной камерой (или фотоаппаратом) и «маской», освещаемой вместе с объектом съемки — прозрачной средой. Съемку прозрачного объекта осуществляют при этом в проходящем свете. Для разъяснения сущности метода приведем фотографию (сделанную при обычном освещении) черной доски, на которой мелом нанесена прямоугольная сетка прямых линий, и тонкостенного стеклянного стакана, заполненного наполовину водой, который стоит перед этой доской (рис. 14.67). Нетрудно понять, что мы «угадываем» положение границы изображения цилиндрической поверхности стакана по резким изломам линий прямоугольной сетки прямых линий. Эти искажения наиболее отчетливо видны в нижней части стакана, заполненной водой, показатель преломления которой составляет приблизительно 1,333 против 1,003 у воздуха. Искажения изображения решетки прямых линий, наблюдаемого через верхнюю часть стакана, обусловлены влиянием стеклянной стенки, а не воздуха внутри стакана. Но если бы изображение сетки рассматривалось через цилиндрический столб воздуха, находящегося внутри прозрачного стакана при давлении порядка 10 МПа, то искажение изображения сетки сжатым воздухом было бы заметно, так как при плотности воздуха в 100 раз большей нормального значения, коэффициент преломления был бы равен приблизительно 1,3.

Маски обычно делают, нанося линии или прямоугольные сетки линий на прозрачных листах, которые при съемке объектов в проходящем свете помещают между прожектором подсветки и исследуемым объектом.

На рис. 14.68, а показан заряд ВВ и выделено поле зрения, в котором с помощью скоростного фоторегистратора осуществляется кад-



Рис. 14.68. Поле зрения съемочной камеры (1) относительно заряда ВВ (2) с детонатором (3) (а) и кадр из съемки процесса расширения продуктов детонации в воздух (б): стрелки указывают на фронт ударной волны в воздухе, выявляемый по искажению изображения сетки «маски» (предоставлено В.Т. Маркиным)



Рис. 14.69. Фотография взрыва кумулятивного заряда в воде, полученная с использованием метода масок (предоставлено С.В. Ладовым)

рированная съемка образующихся и затем разлетающихся в воздухе продуктов детонации на фоне «маски» из прямоугольной сетки линий. На этом же рисунке справа (рис. 14.68, б) показан один из кадров фоторегистраций, используемых при исследовании взрыва конденсированных ВВ в воздухе.

На рис. 14.69 показана фотография взрыва кумулятивного заряда в воде, сделанная с использованием того же метода масок. Изломы линий маски обнаруживают фронт ударной волны, имеющий форму эллипсоида, вокруг продуктов детонации заряда и конусообразный фронт ударной волны, генерируемый движением головной части кумулятивной струи.

## 14.6.2. Использование зазоров и светоотражающих поверхностей при визуализации фронтов ударных волн и движущихся поверхностей сред. Простейшие устройства визуали-

зации, известные под названием «светящиеся зазоры», представляют собой специально сформированные полости (или зазоры) с газом между прозрачной пластиной и поверхностью детали, по которой распространяется ударная волна (рис. 14.70) или которая налетает как целое тело на эту прозрачную пластину. Интенсивное кратковременное свечение газа в этой полости (вспышка зазора), регистрируемое через

457

прозрачную пластину, вызывается его ударно-волновым сжатием. В тех случаях, когда изучаемое тело налетает на прозрачную пластину с большого расстояния для создания газонаполненной полости в виде узкого зазора, перед прозрачной пластиной помещают еще одну, но очень тонкую пластину, часто из того же материала, что и исследуемое тело. К использованию «светящихся зазоров» прибегают в тех случаях, когда необходимо с достаточно высокой точностью выявить: форму движущейся поверхности образца, имеющей очень малый прогиб; форму поверхности фронта ударной волны, движущейся в среде (особенно если среда не прозрачная); скорость движения названных выше объектов на малом пути их перемещения.

Для пояснения изложенного обратимся к схеме, иллюстрирующей два способа регистрации формы фронта ударной волны, распространя-



Рис. 14.70. Регистрация формы фронта ударной волны с использованием метода фоторазвертки «светящегося зазора» и метода кадрированной съемки в проходящем свете контура фронта ударной волны: 1 — исследуемая среда и положение ударных фронтов в три момента времени  $t_1, t_2, t_3; 2$  — прозрачная пластина, формирующая «светящийся» зазор; 3 — молочно-белый диффузно отражающий экран; 4 — лучи света к объективу камеры при кадрированной съемке на небольшом расстоянии; 5 — оптическая ось объектива камеры при кадрированной съемке; 6 — оптическая ось объектива камеры-фотохронографа для получения щелевой фоторазвертки выхода фронта волны на «светящий-ся зазор»; 7 — направление оси вращения зеркала фотохронографа; 8 — направление положения щели фотохронографа; 9 — пленка фотохронографа с изображением процесса выхода ударного фронта на торец детали 1

ющейся вдоль оси цилиндрической детали из прозрачного материала (рис. 14.70). Эта схема условна в том смысле, что мы пренебрегаем изменением формы фронта ударной волны по мере ее распространения и не показываем генератор этой волны. Также не показан источник, который освещает молочно-белый диффузно отражающий экран, необходимый для реализации кадрированной съемки профиля фронта ударной волны, т.е. варианта, альтернативного варианту съемки торца цилиндрического исследуемого тела с использованием светящегося зазора. Оптические оси объективов съемочных камер в обоих вариантах фоторегистрации формы фронта ударной волны изображены штрихпунктирными прямыми и лежат в горизонтальной плоскости. При съемке светящегося зазора используется прибор типа ВСФК в режиме щелевой фоторазвертки (фотохронографа). При этом ось вращающегося зеркала и направление щели — горизонтальные, т. е. их изображения лежат в плоскости рисунка.

На первый взгляд, правомерное и простое решение об использовании для регистрации формы ударного фронта кадрированной съемки объекта на фоне молочно-белого экрана как метода, альтернативного «светящимся зазорам», на самом деле сопряжено с искажениями регистрации формы фронта волны в плотной среде и с очень большими сложностями в реализации. Если исследуемая деталь, по которой распространяется ударная волна имеет цилиндрическую форму, то из-за того, что коэффициент преломления плотной среды больше, чем у воздуха, преломление лучей света, проходящих через границы раздела воздух/среда и среда/воздух, при проецировании оптической неоднородности на фотоматериал в съемочной камере искажает исходную форму ударного фронта. Подробнее такого рода искажения будут рассмотрены позже. В принципе, это искажение можно устранить, взяв исследуемую среду в виде слоя толщиной  $2r_0$  с плоскопараллельными поверхностями. Но при этом надо поймать момент для съемки фронта ударной волны, когда его центральная точка выйдет точно на уровень, в котором лежит оптическая ось объектива камеры. В противном случае, например, в момент времени  $t_1$ , проекция фронта на кинопленке камеры не будет содержать неискаженной проекции прогиба величиной  $\Delta z_0 \ (\Delta z \neq \Delta z_0)$ . И наконец, получение неискаженной фоторегистрации профиля фронта с малым относительным прогибом ( $\Delta z_0/2r_0$ ) не имеет большого смысла. Чтобы убедиться в этом, можно нарисовать плавную дугообразную линию, например, длиной 60 мм и прогибом  $\Delta z_0 = 1$  мм, и попытаться проанализировать особенности ее искривления по длине.

Фоторегистрация фронта ударной волны с использованием метода «светящихся зазоров» позволяет отобразить фронт с малым относительным прогибом  $\Delta z_0/2r_0$  таким образом, что относительный прогиб полученного отображения на фоторегистрации  $\Delta Z_{\Pi}/2r_{\Pi}$  будет увеличен. Это увеличение будет достаточным для анализа особенностей искривленности фронта ударной волны в зависимости от расстояния точки поверхности до оси симметрии фронта, по крайней мере, для анализа на качественном уровне.

Действительно, выход центральной точки фронта ударной волны на торец детали вызовет свечение газа в зазоре, что отобразится точкой  $A_{\Pi}$  на кинопленке. Спустя время  $\Delta z_0/D$  (где D — скорость фронта ударной волны в осевом направлении) возникнет свечение на периферии газового зазора. Но точка на пленке, отображающая это свечение, из-за того, что изображение щели перемещается на пленке со скоростью  $V_{\rm P}$ , придет в положение, смещенное относительно  $A_{\Pi}$  на величину  $\Delta Z_{\Pi} = (\Delta z_0/D)V_{\rm P}$ .

Таким образом, реальная форма ударного фронта с относительным прогибом  $\Delta z_0/2r_0$  на пленке отобразится кривой с увеличенным относительным прогибом  $\Delta Z_{\Pi}/2r_{\Pi}$ :

$$\Delta Z_{\Pi}/2r_{\Pi} = (\Delta z_0/2r_0)(V_{\rm P}/D)\beta_{\rm PET}^{-1},$$

где  $\beta_{PE\Gamma}$  — отношение размеров изображения объекта на пленке к натуральным размерам объекта, определяемое до эксперимента.

Заметим, что при регистрациях процессов в лабораторных условиях  $\beta_{\rm PET}$  обычно равно 0,5...0,25.

Рисунок 14.71 поясняет особенности свечения, возникающего в результате выхода фронта ударной волны  $1^*$  в детали 1 на ее поверхность. Этот выход приводит к началу движения поверхности детали, которое порождает ударную волну в газе с фронтом AB, расположенным между деталью 1 и прозрачной пластиной 2. С фронта этой ударной волны начинает излучаться свет через пластину 2. Когда ударная волна в газе отразится от верхней пластины в точке B, свечение резко усиливается из-за дополнительного разогрева газа. Последующие волновые пробеги по газу, зажимаемому в зазоре, уже практически не усиливают све-



Рис. 14.71. Схема, поясняющая особенности свечения газового зазора: 1 — деталь, по которой распространяется фронт ударной волны 1\*; 2 — пластина, формирующая полость газового зазора, и ударная волна в ней 2\*; 3 — направление и интенсивность излучения от светящегося зазора

чение газа, но процессы за фронтом  $2^*$  ударной волны в прозрачной пластине начинают сначала ослаблять излучение, проходящее через нее, а затем и вовсе прекращают его. К таким процессам относят растрескивание вещества за фронтом ударной волны, перестройку электронных оболочек атомов с потерей прозрачности материала, теплоотвод от зажатого газа в зазоре к конденсированной среде. Если волна  $1^*$  набегает на поверхность детали под углом, отличным от нуля, то ее движение отражается перемещением зоны свечения, имеющей протяженность  $\Delta r$ , в том же направлении и с той же скоростью, что у точек A и B. Если фронт  $1^*$  плоский и параллелен плоскости детали, то его выход на поверхность детали приводит к вспышке света по всему зазору.

Длительность свечения либо зоны протяженностью  $\Delta r$ , либо всей поверхности зазора зависит от начальной величины зазора  $\delta_0$ . Интенсивность свечения зазора уменьшается с уменьшением его начальной ширины  $\delta_0$  и с ослаблением фронта ударной волны, выходящего на этот зазор. При решении многих задач используют зазоры с  $\delta_0$  в несколько десятых долей миллиметра (обычно не более 0,5 мм) и получают вспышки, длительность которых ориентировочно оценивается в десятые доли микросекунды. Для усиления яркости свечения зазоры наполняют не воздухом, а аргоном. Зазоры на поверхностях деталей позволяют регистрировать нормальное падение на них ударных волн с давлением на фронте в конденсированных средах в несколько ГПа (ориентировочно 5 ГПа и более).

Если ударная волна в среде настолько сильная, что ее выход на свободную поверхность сопровождается течением вещества с большой скоростью даже в боковом направлении, например, как это показано на рис. 14.72, то формирование газонаполненного зазора с помощью прозрачной пластины позволяет регистрировать осевую (продольную) составляющую скорости фронта ударной волны.



Рис. 14.72. Схема сборки с боковым «светящимся» зазором для регистрации скорости движения фронта ударной волны (в осевом направлении) в непрозрачной оболочке, окружающей заряд BB, который детонирует со скоростью *D*: 1 заряд BB; 2 — оболочка заряда; 3 прозрачная пластина, формирующая «светящийся» зазор;  $\Delta Z$  — протяженность зоны свечения зазора, бегущей в осевом направлении со скоростью *D* 



Рис. 14.73. Схема экспериментальной сборки (*a*) и щелевая фоторазвертка процесса (*б*): 1 — быстродействующий детонатор; 2 — плосковолновой детонационный генератор; 3 — исследуемый низкоплотный заряд смеси порошка гексогена и растертой в порошок мипоры; 4, 5 и 6 — листы ПММА толщиной 1 мм; 7 — цилиндр из ПММА высотой 8 мм; 8 — диск из ПММА толщиной 8 мм; 9, 10 и 11 — воздушные зазоры; 12 — защитное бронестекло одноразового применения (устанавливается на расстоянии 2 м от сборки); 13 — оболочка из картона толщиной 2 мм (стрелка с надписью «к СФР» совпадает с оптической осью объектива съемочной камеры СФР)

На рисунках 14.73 и 14.74 показаны примеры щелевых фоторазверток, полученных с использованием светящихся зазоров. На рис. 14.73, 6 стрелками с обозначениями 39, 310, 311 отмечены щелевые фоторазвертки свечения зазоров, которые на рис. 14.73, a обозначены как 9, 10, 11. Свечению воздуха в этих зазорах вследствие прохождения через них ударных волн в ПММА предшествует свечение (отмеченное черной и белой стрелками), вызванное набеганием на поверхность тонких пластин 4 и 5 фронта детонационной волны, который у исследуемого заряда ВВ имеет сложную структуру. Разновременность появления свечения, вызванного набеганием на пластины 4 и 5 фронта детонационной волны, позволяет найти ее скорость D. Разновременность появления свечения в зазорах 9, 10, 11 позволяет при известных расстояниях между ними найти распределение средних скоростей фронтов ударных волн в преграде из ПММА. Это, в свою очередь, дает возможность оценки давлений, возникающих во фронте детонационной волны.

На рисунке 14.74,  $\delta$  показаны щелевые фоторазвертки свечения (*B* и *C*) воздуха в зазорах 8 и 9, которые изображены на рис. 14.74, *a*. Также показана фоторазвертка лидирующего свечения (*A*), которое обусловлено набеганием на поверхность тонкой прозрачной пластины 5 фронта детонационной волны в заряде низкоплотного ВВ. В эксперименте, результаты которого показаны на рис. 14.74, исследовалась взрывчатая смесь того же состава и той же плотности, что и в предыдущем примере. Щелевые фоторазвертки траекторий фронтов свечения, движущихся вдоль поверхности тонкой пластины 5 и воздушных зазоров 8 и 9, позволяют дать оценки формы фронтов детонационных



Рис. 14.74. Схема экспериментальной сборки (*a*) и щелевая фоторазвертка процесса (*б*): 1 — быстродействующий детонатор; 2 — полоса листового BB на основе тэна шириной 40 мм; 3 — исследуемый низкоплотный заряд смеси порошка гексогена и растертой в порошок мипоры; 4 — полоса алюминия шириной 40 мм; 5 и 6 — листы ПММА толщиной 1 мм; 7 — пластина ПММА толщиной 10 мм; 8 и 9 — воздушные зазоры; 10 — защитное бронестекло одноразового применения, установленное на расстоянии 2 м от сборки (штриховыми линиями показаны последовательные положения фронта детонационной волны в порошкообразном BB и ударных волн в ПММА; стрелка у надписи «к СФР» совпадает с оптической осью объектива съемочной камеры СФР)

волн в заряде ВВ и фронтов ударных волн в преграде из ПММА, а также оценку распределения максимумов давлений, возникающих в этих средах. Формы фронтов детонационных и ударных волн, вызывающих появление фоторазверток, аналогичных рис. 14.74,  $\delta$ , показаны на рис. 14.74, a штриховыми линиями. Заметим, что ширина полосы B, отражающей распространение свечения вдоль зазора 8, расширяется с течением времени. Это может быть связано с тем, что при косом набегании на зазор фронта ударной волны в ПММА сжимаемый воздух имеет возможность вытесняться вдоль зазора, обгоняя «точку» выхода фронта ударной волны из ПММА на этот зазор.

Использование эффекта зеркального отражения для визуализация объектов и процессов может быть проиллюстрировано с помощью рис. 14.75. Объект исследования содержит слой с поверхностью, которая в исходном состоянии является зеркально отражающей. В зависимости от модификаций метода эти зеркальные поверхности создают различным образом. Применительно к рис. 14.75 будем считать, что наклонная плоскость изготовленного металлического клинообразного тела отполирована до зеркального состояния. Пусть под действием устройства нагружения плоский ударный фронт со скоростью D =const пришел в положение, показанное на рисунке. Выход фронта ударной волны на свободную поверхность вызывает ее движение и по-



Рис. 14.75. Схема визуализации ударного фронта с помощью зеркального слоя на поверхности клинообразного тела и схема щелевой фоторазвертки выхода ударного фронта на зеркальную поверхность: 1 — клинообразное тело из исследуемой среды; 2 — диафрагма с множеством линейных щелей для подсветки объекта съемки; 3 — оптическая ось съемочной камеры; 4 — направление положения щели съемочной камеры; 5 — направление положения оси вращения зеркала съемочной камеры; 6 — кинопленка с регистрацией процесса

ворот относительно начального положения, показанного в зафронтовой области штриховой линией (фронт отраженной волны разрежения на рисунке не показан). До начала ударно-волнового нагружения клинообразного тела и в процессе распространения по нему ударного фронта на «зеркальную плоскость» направляется от системы линейных источников пучок параллельных световых лучей (такое устройство освещения можно получить, направляя на непрозрачную пластинку с несколькими параллельными щелями однородный поток света от источника с параллельными лучами света).

Пока фронт ударной волны не выйдет на участок плоскости, изображенной отрезком AC, зеркальное отражение порождает пучок параллельных лучей, которые направляются к фоторегистратору параллельно оптической оси его объектива. Когда фронт ударной волны выйдет в положение, отмеченное точкой B, то часть исходных параллельных лучей света будет отражаться не так, как это показано штриховыми линиями. Отражение этой части лучей от повернутой зеркальной плоскости породит пучок отраженных лучей, идущих уже не параллельно оптической оси объектива съемочной камеры. Если при этом съемочная камера функционирует в режиме щелевой фоторазвертки, то перемещение точки ударного фронта и соответствующее ему перемещение точки B и поворот зеркальной плоскости приведет к появлению на кинопленке картины, показанной в нижней правой части рисунка. Такая картина получается, если угол поворота зеркальной плоскости мал и лучи, отраженные от повернутой плоскости попадают во входной зрачок объектива съемочной камеры. На этой картинке «угадывается» траектория изображения точки B на пленке — MN. Отражение лучей света от зеркальной плоскости в исходном положении дает систему параллельных линий слева-сверху от MN, а отражение от участка плоскости, повернутого выходом ударного фронта на поверхность тела, дает систему линий за траекторией MN с заметным сдвигом линий, который и «проявляет» саму траекторию MN. Из геометрических соотношений следует формула для нахождения скорости фронта ударной волны:

$$D = V_{\rm P} \operatorname{tg} \alpha_{\Pi} \cdot \beta_{\rm PFF}^{-1} \sin \varphi / \sin \Omega_0.$$

Если зеркальная плоскость поворачивается на такой большой угол, что отраженные от нее лучи не попадают во входной зрачок съемочной камеры, то на фоторегистрации просто наблюдается обрыв свечения (отсечка свечения) после траектории MN. При таких больших углах поворота свободной поверхности клиновидного тела в результате выхода на нее ударного фронта можно использовать более простое освещение, например, канализированный взрывной источник света с аргоновым наполнением — так называемую аргоновую бомбу. На рис. 14.76 показаны схемы получаемых при этом фоторегистраций, если скорость фронта ударной волны в течение всей регистрации постоянна (рис. 14.76, *a*), и в том случае, если фронт ударной волны претерпевает резкое внезапное ускорение (рис. 14.76, *б*).

Эффект зеркального отражения (точнее говоря, эффект изменения зеркального отражения) используется в несколько ином виде реализации, когда в прозрачную среду тем или иным образом помещают зеркальную фольгу (обычно алюминиевую или золотую) или майларовую пленку с алюминиевым напылением (рис. 14.77). Остальную часть схемы эксперимента, практически такую же, как на рис. 14.75, мы не изображаем. Это позволяет не отвлекаться на изображение преломления лучей на свободной поверхности прозрачной среды, так как упомянутый эффект является в данном случае второстепенным и не меняет сущности процесса регистрации движения ударного фронта методом, названным методом погруженных фольг.

Еще один способ использования эффекта зеркального отражения заключается в том, что для регистрации скорости движения ударного фронта в теле клинообразной формы (рис. 14.75) наклонную плоскость исследуемого вещества не доводят до зеркального состояния. Но при этом образованную наклонную плоскость с помощью тончайшего слоя специальной смазки покрывают майларовой пленкой с алюминиевым напылением, обращенным к источнику однородного потока света (на-



Рис. 14.76. Щелевые фоторазвертки, получаемые при слишком большом повороте лучей, отраженных от зеркальной поверхности при выходе на нее фронта ударной волны с постоянной скоростью (а) и с резко меняющейся скоростью (б): 1 — засвеченная часть кинопленки; 2 — незасвеченная часть кинопленки



Рис. 14.77. Схема сборки для визуализации ударного фронта методом погруженной наклонной зеркальной пленки: 1 исследуемая среда; 2 — зеркальная пленка

пример, от аргоновой бомбы). Выход ударного фронта на эту пленку либо приводит к разрушению зеркального отражающего слоя алюминия, либо к его повороту на угол, при котором отраженный свет перестает попадать в зрачок съемочной камеры. В обоих случаях получаются фоторегистрации, схема которых показана на рис. 14.76.

Метод полного внутреннего отражения предполагает использование в качестве своеобразной зеркальной поверхности грани вспомогательной призмы из прозрачного материала — стекла или ПММА (рис. 14.78). Это призма прямоугольного сечения 2 при необходимости визуализации ударного фронта в исследуемой среде *D* устанавливается на наклонной плоскости клинообразного тела 1. Действительный контакт призмы с этим телом происходит в трех точках, а остальная часть кажущейся плоскости соприкосновения в действительности является зазором с шириной большей, чем половина длины волны света от мощного источника 7. Поэтому, направив свет на вспомогательную призму так, чтобы угол  $\gamma_0$  падения света на плоскость соприкосновения был больше угла полного внутреннего отражения, получают эффект полного зеркального отражения от грани вспомогательной призмы 2. При этом свет, отраженный от рабочей грани призмы, направляется параллельно оптической оси во входной зрачок объектива съемочной камеры 8.

Как только фронт ударной волны *D* выйдет на плоскость соприкосновения исследуемого тела и вспомогательной призмы, то зазор замыкается и наступает действительный контакт прозрачного материала призмы с исследуемым материалом. При таком контакте происходит уже не зеркальное отражение света, а диффузное, что приводит к зна-



Рис. 14.78. Схема визуализации ударного фронта с использованием эффекта полного внутреннего отражения света: *1* — исследуемая среда; *2* — прозрачная призма; *3* — оптическая ось объектива съемочной камеры; *4* — направление положения щели съемочной камеры; *5* — направление положения оси вращения зеркала съемочной камеры; *6* — пленка с регистрацией процесса; *7* — источник однородного потока света; *8* — съемочная камера

чительному и практически скачкообразному (очень резкому) падению освещенности кинопленки в съемочной камере справа от точки  $B_{\Pi}$ . Выше точки B от рабочей грани призмы 2 свет продолжает отражаться зеркально. По мере перемещения точки B, вызванного набеганием фронта ударной волны на зазор между исследуемой средой и прозрачной призмой, точка  $B_{\Pi}$  перемещается по траектории, которая отделяет засвеченную часть пленки от незасвеченной. Для расчета скорости D можно пользоваться последней формулой, приняв в ней sin  $\Omega_0 = 1$ .

Вспомогательная прозрачная призма может быть использована и для измерения скорости пластины, точнее говоря, скорости свободной плоскости тела, налетающего на рабочую грань призмы полного



Рис. 14.79. Схема визуализации движения свободной поверхности тела методом полного внутреннего отражения света: *1* — ударник, свободная поверхность которого движется со скоростью *W*<sub>y</sub>; *2* — прозрачная призма; *3* направление оптической оси съемочной камеры; *4* — направление положения щели съемочной камеры; *5* — направление положения оси вращения зеркала съемочной камеры; *6* — кинопленка с полученной регистрацией ускоряющегося движения свободной поверхности ударника; ПД — продукты детонации

внутреннего отражения под углом  $\chi_{\mathcal{Y}}$  (рис. 14.79.). Эта схема получена из предыдущего рисунка заменой клинообразного тела с ударной волной пластиной, которая метается продуктами детонации (ПД) так, что оставаясь к моменту соприкосновения с призмой плоским телом, некоторое время увеличивает свою скорость, но сохраняет неизменным угол наклона  $\chi_{\mathcal{Y}}$ .

В отличие от предыдущей схемы регистрации фронта ударной волны, щелевая фоторазвертка, показанная на рис. 14.79, позволяет непосредственно рассчитать только составляющую скорости перемещения точки контакта *B* в направлении оси *y*:

$$W_{\mathbb{Y}B} = (dY_{\Pi}/dX_{\Pi})_{B_{\Pi}} \cdot V_{\mathbb{P}} \cdot \beta_{\mathbb{P}\mathsf{F}\mathsf{F}}^{-1},$$

где  $(dY_{\Pi}/dX_{\Pi})_{B_{\Pi}}$  — тангенс угла наклона касательной к линии, отделяющей засвеченную и незасвеченную часть пленки в точке  $B_{\Pi}$ .

Для нахождения скорости точек свободной поверхности в момент, предшествующий их касанию с рабочей гранью призмы, надо еще знать, под каким углом  $\chi_W$  вектор искомой скорости наклонен к свободной поверхности пластины:

$$W_{\mathcal{Y}} = W_{\mathcal{Y}B} \cdot \sin \chi_{\mathcal{Y}} / \sin \chi_{W}.$$

**В** методе погасающих зазоров также используется эффект прекращения отражения света от поверхности прозрачного материала. Но в этом методе используется свойство света переставать отражаться от границы прозрачного тела с зазором, как только ширина зазора станет



Рис. 14.80. Схема визуализации фронта ударной волны методом погасающих зазоров с использованием диафрагмированного источника света: 1 — прозрачные слои исследуемого материала; 2 — стеклянная призма; 3 — источник света с диафрагмой; 4 — оптическая ось съемочной камеры; 5 — направление положения оси вращения зеркала съемочной камеры; 6 — направление положения щели съемочной камеры

меньше половины длины волны света. Метод погасающих зазоров может иметь два варианта реализации, очень удобных для визуализации движения фронта ударной волны в прозрачной среде. Схема первого варианта с использованием «полностью оптических» приборов показана на рис. 14.80.

Три пластины из исследуемой среды 1 и стеклянная призма 2 разделены зазорами, имеющими одинаковую начальную ширину б. До приложения внешнего воздействия p(t), порождающего образование ударной волны с регистрируемым фронтом, эта ширина несколько больше, чем половина длины волны света  $\lambda$ , излучаемого в виде узкого пучка источником 3 с диафрагмой. Поэтому происходит отражение света от зазоров. Падающие лучи от источника света направляются на зазоры так, чтобы не происходило полного внутреннего отражения. Отраженные пучки света направляются параллельно оптической оси объектива съемочной камеры для регистрации их на кинопленке прибора, работающего в режиме щелевой фоторазвертки. При прохождении по исследуемому материалу фронт ударной волны последовательно закрывает зазоры. Как только ширина сжимаемого зазора становится меньше, чем  $\lambda/2$ , то луч света сразу же перестает отражаться, и практически мгновенно происходит погасание изображения соответствующего отраженного пучка света на кинопленке. Таким образом, на кинопленке фиксируется последовательность моментов прохождения фронтом ударной волны зазоров, отстоящих друг от друга на величину, равную толщинам пластин  $\Delta h \gg \delta$ .

Следует иметь в виду, что фронты ударных волн в прозрачных средах при достаточно большой интенсивности сжатия вещества обладают свойствами зеркальных поверхностей. С одной стороны, это может несколько затруднить расшифровку получаемых фотохронограмм прохождения ударной волны по зазорам, с другой стороны, это явление может быть непосредственно использовано для визуализации фронтов ударных волн. Но в практике измерения скоростей движения фронтов ударных волн находит использование в основном эффект погасания светоотражающих зазоров под действием ударно-волнового сжатия.

Самое удачное применение в технике измерения скоростей ударных волн нашел второй вариант использования эффекта погасания светоотражающих зазоров. Этот вариант, известный как метод ЛИВС (лазерное измерение волновых скоростей), уже не является «полностью оптическим», так как в нем световая форма информации перед окончательной регистрацией преобразуется в электрическую форму с использованием электронно-оптического преобразователя и фиксируется на осциллографе (рис. 14.81). Успешность реализации указанного метода обусловлена в значительной мере применением в качестве источника света лазера.

**14.6.3.** Лазерные и лазерно-допплеровские измерители-преобразователи для измерения волновых и массовых скоростей. Использование лазеров в качестве источников света привело к качественному скачку в развитии методов регистрации движения фронтов ударных волн в прозрачных средах, а также перемещений и скоростей движения светоотражающих поверхностей тел.

Лазерное измерение волновых скоростей (ЛИВС). Сочетание малой расходимости лазерного излучения и его высокой интенсивности нашло применение в развитии метода погасающих зазоров. На рисунках 14.81, а и 14.81, б показаны упрощенные схемы экспериментов с использованием лазерной подсветки, в которых регистрируется последовательное погасание свечения зазоров между пластинками из прозрачной среды, образующих пакет 2, по мере прохождения по нему фронта ударной волны. Эти зазоры между пластинками изображены утолщенными прямыми. Лучи света, отражаемые от зазоров, еще не «закрытых» ударной волной, с помощью линзы 3 подаются на вход устройства с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ). Это устройство вырабатывает электрический сигнал, отражающий практически мгновенное значение изменяющейся во времени средней (интегральной) освещенности фотокатода ФЭУ, который, в отличие от электроннооптического преобразователя (ЭОП), не предназначен для отображения геометрического образа, проецируемого на его фотокатод. В результате прохождения по пакету пластин фронта ударной волны получается осциллограмма в виде ступенчато ниспадающей линии. Так как начальные расстояния между зазорами, т.е. толщины прозрачных пластин пакета, заранее измерены с большой точностью, то осциллограмма


Рис. 14.81. Схема ЛИВС с косым падением луча (а) и с нормальным падением луча (б): 1 — исследуемая среда; 2 — пакет прозрачных пластин, разделенных зазорами; 3 — линза; 4 — лазер; 5 — фотоэлектронный умножитель (ФЭУ); 6 — осциллограф; 7 — полупрозрачное зеркало; 8 — зеркало

с четко выраженными моментами резких снижений освещенности фотокатода из-за закрытия зазоров позволяет построить (t-x)-диаграмму движения фронта ударной волны.

Схема, показанная на рис. 14.81, б, является наиболее рациональной в отношении реализации преимущества лазерных источников света при «точечном» освещении исследуемых объектов. В этой схеме возможность расположения лазерного луча, падающего на зазоры между пластинами (черная стрелка) и лучей, отраженных от поверхностей пластины (светлые стрелки), на одной нормали к плоскостям зазоров достигается использованием полупрозрачной пластинки 7.

Пластинки пакета 2 изготавливаются либо из того же исследуемого материала, что и слой 1, к которому прикладывается внешнее ударноволновое воздействие, либо из эталонного материала, у которого с высокой точностью известны начальная плотность и ударная адиабата (эти характеристики могут отличаться от таковых у исследуемой среды в слое 1. В последнем случае пакет 2 называется индикатором. Зависимость скорости фронта ударной волны от расстояния, пройденного в индикаторе, находится «непосредственно» из эксперимента и может быть пересчитана на зависимость от времени давления (или массовой скорости) на плоскости контакта индикатора с исследуемой средой. Последняя зависимость, полученная таким экспериментально-расчетным образом, при известных начальной плотности и ударной адиабате изучаемой среды 1 может быть использована для высокоэффективного анализа особенностей ударно-волновых течений в различных изучаемых веществах, включая точное нахождение значений параметров этих течений. В частности, методика ЛИВС может быть использована и использовалась для установления структуры течения в заряде ВВ при его детонации (рис. 14.81, б).

Пластины индикаторных пакетов имеют толщину в несколько сотен микрометров, в то время как начальная величина зазоров, разделяющих пластины — десятые доли микрометра. Для получения таких зазоров используют кольцеобразные «прокладки», создаваемые осаждением алюминия на поверхность пластин.

Лазерные допплеровские преобразователи для измерения скорости движения светоотражающих поверхностей. Высокая когерентность и монохроматичность в сочетании с малой расходимостью лазерного излучения позволяет реализовать измерение скорости движения отражающих поверхностей, основанное на релятивистском доплеровском сдвиге. Этот эффект заключается в том, что длина волны излучения отраженного света отличается от длины волны  $\lambda_0$  света, падающего на движущуюся поверхность, на величину  $\Delta\lambda$ , называемую сдвигом длины волны.

При скоростях движения отражающих поверхностей, много меньших скорости света, доплеровский сдвиг является столь малым (порядка  $10^{-12}$  м), что для регистрации  $\Delta\lambda$  необходимы высокочувствительные интерферометрические системы.

Газодинамические эксперименты в области физики взрыва и удара характеризуются, в частности, тем, что первоначально зеркальные поверхности в результате ударно-волновых процессов, вызывающих их ускорение, могут становиться диффузно отражающими. Лазерными интерферометрическими системами, не критичными к изменениям отражательных свойств исследуемого объекта, являются устройства, называемые интерферометрами VISAR и ORVIS, а также ЛИФП.

Системы VISAR (velocity interferometer for surface of any reflection) и ORVIS(optical recording velocity interferometer system) построены с использованием оптически симметричных интерферометров, в которых плоскость симметрии задается светоделительной полупрозрачной пластинкой. Эти системы отличаются видом регистраторов информации. В системе VISAR в качестве регистратора информации используется фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), а в системе ORVIS — щелевой фотохронограф. Лазерная система ЛИФП построена на основе интерферометра Фабри-Перо и содержит в качестве регистратора информации либо щелевой фотохронограф (при непрерывном измерении скорости), либо фотоаппарат (при измерении мгновенной скорости).

Упрощенная оптическая схема VISAR показана на рис. 14.82. На поверхности исследуемого образца 1, которая движется со скоростью W(t), подлежащей измерению, фокусируется с помощью линзы 2 падающий луч от лазера 5. Диффузно отраженный свет собирается фокусирующей линзой 2 в пучок параллельных лучей, который сужается телескопом 6 и направляется в интерферометр.



Рис. 14.82. Упрощенная оптическая схема VISAR: *1* — контролируемая поверхность образца; *2* — линза; *3* — неподвижное зеркало; *4* — зеркало с отверстием; *5* — лазер; *6* — телескоп; *7* — светоделитель интерферометра; *8* — концевые зеркала интерферометра; *9* — линия задержки длиной  $l_{3AД}$ , *10* — фотоэлектронный умножитель (фотоприемник интерферирующих лучей)

Интерферометр образован светоделителем 7 (полупрозрачное зеркало, или полупрозрачная пластина), неподвижными концевыми зеркалами 8 и содержит в одном из плечей линию задержки 9 из эталонного стекла, для которого известен показатель преломления  $n_C$  на длине волны  $\lambda_0$  лазерного излучения и степень влияния отклонения в частоте излучения на показатель преломления  $dn_C/d\lambda$ . Лазерный луч расщепляется на светоделителе на два пучка одинаковой интенсивности. Первый пучок, пройдя расстояние  $l_{\Pi}$  и отразившись от неподвижного зеркала, опять попадает на полупрозрачную пластину (светоделитель) и проходит через нее. Второй пучок вследствие двукратного прохождения через стеклянный эталон попадает обратно на полупрозрачную пластину с задержкой  $\Delta t$  относительно первого пучка.

Лучи света первого пучка, прошедшего через полупрозрачную пластину, и второго, задержанного на  $\Delta t$  и затем отраженного от полупрозрачной пластины, интерферируют и направляются на ФЭУ 10. Выходной электрический сигнал с ФЭУ подается на осциллограф.

Для выполнения требования параллельности волновых фронтов рекомбинированных лучей геометрические пути света в обоих плечах интерферометра (по обе стороны от светоделительной пластины) должны отличаться на величину  $l_{3A\Pi} \cdot (1 - 1/n_C)$ . При этом

$$\Delta t = (2 l_{3\mathrm{A}\mathrm{I}}/C_{\mathrm{B}\mathrm{A}\mathrm{K}})(n_C - 1/n_C),$$

где  $l_{3AД}$  — длина линии задержки;  $C_{BAK}$  — скорость света в вакууме.

При движении контролируемой поверхности со скоростью W(t) осциллограмма освещенности фотокатода ФЭУ, на который попадают интерферирующие лучи, сдвинутые относительно друг друга во времени на  $\Delta t$ , представляет собой линию с повторяющимися максимумами или линию с биениями. Число биений на осциллограмме интенсивности света на фотоприемнике  $N_{\rm E}(t)$ , зарегистрированных к моменту времени t, связано со скоростью поверхности в момент времени  $t - \Delta t/2$  соотношением:

$$W(t - \Delta t/2) = \frac{\lambda_0}{2\,\Delta t} \, \frac{N_{\rm B}(t)}{1 + \delta_{n\lambda}}; \quad \delta_{n\lambda} = \frac{n_C}{n_C^2 - 1} \, \lambda_0 \, \frac{dn_C}{d\lambda}.$$

Величина  $\delta_{n\lambda}$ , называемая оптической дисперсией эталона, имеет значения, ориентировочно равные 0,02...0,04.

Недостатком простейшей системы VISAR является то, что при расшифровке осциллограмм трудно различить ускоряющееся и замедляющееся движения контролируемой поверхности. Для того чтобы надежно различать ускорения и замедления, в приборах предусмотрена система поляризационного кодирования, элементы которой дополнительно показаны на рис. 14.83 (подробнее см. [20]).

Вследствие оптической симметрии данного интерферометра регистрации хорошего качества получаются даже при работе со светом, отраженным от шероховатой рассеивающей поверхности, когда пучок света, входящий в интерферометр, имеет неоднородную, пятнистую поперечную структуру.

**Систему** ORVIS можно рассматривать как результат замены в схеме VISAR ФЭУ на щелевой скоростной фотохронограф, построенный с использованием ЭОП (электронно-оптического преобразователя). Это приводит к улучшению временного разрешения оптически симметрич-



Рис. 14.83. Схема системы VISAR с элементами поляризационного кодирования: 1 — луч от контрольной поверхности; 2 — светоделительная пластина; 3 — поляризационная пластина; 4 — четвертьволновая пластина; 5 — поляризационное зеркало; 6 — поворотное зеркало; 7, 8 и 9 — ФЭУ; 10 — осциллограф



Рис. 14.84. Упрощенная схема ORVIS: *1* — щель фотохронографа; *2* — цилиндрическая линза; *3* — концевое поворачивающееся зеркало

ного интерферометра. На рис. 14.84 приведена ее упрощенная оптическая схема. В варианте ORVIS интерферометр настраивается таким образом, чтобы рекомбинирующие световые лучи после выхода со светоделителя интерферометра сходились на щели фотохронографа под малым углом  $\eta_{CX}$ . Это необходимо для того, чтобы в поперечном сечении области интерференции могла образоваться система полос, расстояние между которыми равно  $d_{\lambda} = \lambda_0 / \sin \eta_{\text{CX}}$  ( $d_{\lambda}$  называют периодом полос). Для того чтобы получить этот угол сходимости *п*<sub>CX</sub> рекомбинирующих лучей на щели 1, концевое зеркало 3 в плече интерферометра с линией задержки поворачивают на угол  $\eta_{CX}/2$  и смещают так, чтобы пучок лучей света, задержанный на линии задержки, попадал в щель. Смещение и поворот зеркала несколько изменяют  $\Delta t$ , но в большинстве случаев этим эффектом пренебрегают. Цилиндрическая линза 2, в фокусе которой расположена щель 1 фотохронографа, служит для усиления интенсивности интерференционной картины (рис. 14.85). Определив на регистрограмме изменение координаты полосы y(t), находят соответствующее ему значение скорости контролируемой поверхности в мо-



Рис. 14.85. Развертка во времени пятна интерференции ORVIS на щели фотоэлектронного регистратора (*a*) и соответствующий этой интерферограмме график скорости (б)

мент времени  $t - \Delta t/2$ :

$$W(t - \Delta t/2) = \frac{\lambda_0}{2\Delta t} \frac{y(t)}{d_\lambda (1 + \delta_{n\lambda})}$$

Вопрос о том, от какого начального уровня следует отсчитывать y(t), решается, например, с использованием предварительных экспериментов с регистрацией контрольных «эталонных» значений скоростей в характерных точках осциллограмм. Обычно эксперименты с использованием системы ORVIS (равно как и VISAR), отличающиеся максимальной точностью измерения скорости, проводят для уточнения зависимостей W(t), для которых, например, значение  $W_{\Phi}$  на фронте временного профиля W(t) уже заранее известно, хотя и с худшей точностью. Это ориентировочное значение фронтальной скорости, хотя и не очень точно найденное, тем не менее позволяет найти ту начальную полосу на фоторазвертке пятна интерференции, от которой следует отсчитывать y(t) для получения уже уточненного временного профиля W(t).

Упрощенная оптическая схема ЛИФП показана на рис. 14.86. Интерферометр Фабри-Перо образован двумя стеклянными пластинами, плоскости которых, обращенные друг к другу, покрыты слоем серебра с коэффициентом отражения 92...98%. Внешние плоскости этих пластин слегка скошены (на рисунке скосы изображены утрированно). В результате многократного отражения от «внутренних» поверхностей пластин на входе прибора в фокальной плоскости линзы 3 образуются интерференционные кольца разного диаметра d<sub>и</sub>. На рис. 14.87



Рис. 14.86. Упрощенная схема лазерного интерферометра Фабри-Перо (ЛИФП): 1 — цилиндрическая линза; 2 — зеркала интерферометра; 3 — сферическая линза; 4 — щель фотохронографа



Рис. 14.87. Интерференционные кольца, полученные с помощью фотоаппарата при неподвижной контрольной поверхности (*a*) и после начала ее движения (*б*)



Рис. 14.88. Интерферограмма Фабри-Перо (а) и результат ее обработки (б)

показаны интерферограммы, полученные при съемке фотоаппаратом в два момента времени. Если интерференционная картина проецируется на щель фотохронографа, то получаются фоторазвертки (рис. 14.88), непрерывно отражающие диаметры интерференционных колец и позволяющие находить скорость контролируемой поверхности в зависимости от времени:

$$W(t) = \frac{c\lambda_0}{4l_{\Phi\Pi}} \left[ \overline{N}_+ \frac{d_{\rm Hi}(t)^2 - d_{\rm H1}^2}{d_{\rm H2}^2 - d_{\rm H1}^2} \right],$$

где  $l_{\Phi\Pi}$  — расстояние между зеркалами Фабри-Перо;  $\overline{N}$  — целое число сдвигов интерференционных колец,  $d_{\rm H1}$  и  $d_{\rm H2}$  — диаметры интерференционных колец, соответствующих неподвижной контролируемой поверхности;  $d_{\rm Hi}(t)$  — диаметр кольца, расположенного между кольцами  $d_{\rm H1}$  и  $d_{\rm H2}$ .

Вопрос о нахождении значений  $d_{\rm H1}$  и  $d_{\rm H2}$ , необходимых для вычислений по приведенной формуле, решается аналогично тому, как это делается при определении начального уровня отсчета y(t) в системе ORVIS.

Система VISAR позволяет записывать историю скорости W(t) с погрешностью не хуже ±5%. Погрешность измерения скорости системой ORVIS составляет ±30 м/с, но при этом характеризуется очень высоким разрешением во времени, порядка  $10^{-10}$  с. Система ЛИФП характеризуется сравнительной простотой реализации, наглядностью получаемых результатов и не требует сложной расшифровки интерферограмм. Погрешность измерения скорости системой ЛИФП равна 5 м/с, а разрешающая способность во времени приблизительно 20 нс.

14.7. Передаточные элементы систем оптических методов регистрации и измерения. В случае оптических методов исследования функции передаточных элементов в измерительных системах (рис. 13.1) выполняют: а) воздушная атмосфера или вода в естественных или искусственных водоемах (бассейнах, аквариумах); б) поворотные зеркала и зеркальные устройства; в) световоды.

**14.7.1.** Передача световых лучей через воздушное и водное пространства. Если передача световых лучей осуществляется не через вакуум, а через воздушное или водное пространство, присутствующее в эксперименте, как правило, естественным образом, то необходимо учитывать возможность искажений, вносимых в регистрации оптическими неоднородностями этих сред. Искажающее влияние оптических неоднородностей, вызванных наличием нагретых тел, общеизвестно. Мы ограничимся примером искажений, вызванных полями давлений в передаточной среде, который показывает возможность существования ограничений в использовании оптических методов регистрации или необходимость разработки схем экспериментов, которые на первый взгляд кажутся неоправданно усложненными.

Так, на теневой кадрированной регистрации процесса ударно-волнового сжатия заряда ВВ, помещенного в воду (рис. 14.7), видно, что на кадре, помеченном буквой В, толщина таблетки ВВ в момент соприкосновения искривленного фронта ударной волны в воде с ее нижним торцем существенно меньше ее начального значения, которое без искажения определяется на кадре А, и толщины, видимой уже на большом удалении от фронта волны (кадр С). Такое уменьшение толщины таблетки ВВ намного превышает то значение, что можно было бы ожидать как проявление увеличения плотности вещества под действием давления. Скачкообразные изменения высоты изображения таблетки ВВ в моменты прохождения через плоскости, в которых лежат ее торцы, фронта ударной волны в воде отчетливо видны также на щелевой фоторазвертке (рис. 14.10) того же процесса, что показан на кадрированной регистрации (рис. 14.7). Причина такого эффекта та же, что и при кажущемся изменения размеров непрозрачных тел, которое наблюдается в проходящем свете при их погружения воду, налитую в прозрачные сосуды с искривленными стенкам (рис. 14.89). Во всех приведенных примерах (рис. 14.7, рис. 14.10 и рис. 14.89) причиной наблюдаемого искажения размеров является повышенное значение ко-



Рис. 14.89. Проявление повышенного относительно воздуха коэффициента преломления воды в цилиндрическом стакане в кажущихся изменениях размеров металлической полосы шириной 10 мм, прислоненной узкой гранью к стенке стакана (*a*), и металлического стержня диаметром 10 мм, расположенного коаксиально стакану (б); фотографии сделаны в ярком проходящем свете

478

эффициента преломления света передаточной среды в окрестности объекта регистрации.

На рис. 14.90 показана схема хода световых лучей при съемке объекта (фоторегистрация которого приведена на рис. 14.7 и рис. 14.10) в проходящем свете прямым теневым методом, которая позволяет достаточно строго представить механизм искажения регистрации и даже учесть его количественно.

Устройство 1 пучком параллельных лучей просвечивает бассейн 2 с водной средой, имеющей начальную плотность  $\rho_0$ . В бассейне располагается непрозрачная полоса высотой  $B_0C_0 = \delta_0$ . Съемка этой полосы ведется прибором типа СФР, первый объектив которого 4 имеет фокусное расстояние f. Напомним, что при использовании съемочной камеры для получения щелевых фоторазверток в плоскости построения



Рис. 14.90. Условная схема появления искажения размеров изображения тела оптической неоднородностью в передаточной среде при съемке объекта прямым теневым методом (в проходящем свете): *1* — источник света; *2* невозмущенная передаточная среда; *3* — фронт ударной волны в передаточной среде; *4* — входной объектив съемочной камеры; *f* — фокусное расстояние входного объектива; S–S — плоскость расположения щели, «вырезающей» ту часть изображения, которая в конечном счете проецируется на кинопленку (штриховыми линиями показан ход лучей при отсутствии фронта ударной волны *3*, приводящего к искажающему преломлению света; преломление световых лучей при выходе из передаточной среды *2* условно не показано) изображения исследуемого объекта первым объективом 4 помещают две непрозрачные пластины, разделенные узкой прямолинейной щелью. Она пропускает световые лучи от выделенной части этого изображения дальше к второму объективу съемочной камеры, который строит окончательное четкое изображение (с «участием» вращающегося зеркала) на кинопленке. К поверхности воды на ограниченном пятне контакта с продуктами детонации нагружающего заряда прикладывается начальный импульс, под действием которого и боковых волн разрежения фронт ударной волны в воде со временем принимает сферическую форму. Фронт такой формы показан на рисунке. За фронтом ударной волны 3 среда остается прозрачной, но ее плотность и коэффициент преломления света принимают значения, превышающие начальные.

Будем считать, что схема, которая показана на рисунке, отражает ход световых лучей в общей плоскости симметрии сферического фронта ударной волны в воде и объективов съемочной камеры. Для получения упрощенной картинки, выявляющей роль различий плотности воды перед фронтом и за фронтом ударной волны 3, будем пренебрегать преломлением лучей света на границах бассейна, изображая лучи света у этих границ условно без преломления. С помощью штриховых линий, проходящих через  $B_0$ , и сплошной линии, проходящей через  $C_0$ , построено неискаженное изображение полосы, которое наблюдается в плоскости S–S до того, как фронт ударной волны дойдет до горизонтальной прямой, которая проходит через точку  $B_0$ . Это изображение полосы, имеющее высоту  $\delta_{\rm H} = BC$ , лежит в плоскости S–S, которая расположена в непосредственной близости к фокальной плоскости F–F объектива 4.

Когда фронт ударной волны придет в положение, изображенное на рисунке, то изображение  $C_0$  еще не успеет измениться, а изображение точки  $B_0$  изменится, так как она окажется уже в среде, которая из-за повышенной плотности  $\rho > \rho_0$  имеет коэффициент преломления n<sub>C</sub>, больший, чем в области перед фронтом ударной волны. Через точку  $B_0$  пройдет уже не тот луч от источника света, ход которого показан штриховой линией, а луч, изображенный сплошной прямой. Продолжение этого луча при выходе за фронт ударной волны в среду с начальной плотностью  $\rho_0$  становится непараллельным оптической оси входного объектива 4. Второй луч, необходимый для построения изображения В<sub>И</sub> точки В<sub>0</sub>, уже находящейся в воде с плотностью  $\rho \ge \rho_0$ , мы берем в соответствии с принципом Френеля и правилом построения изображений предметов линзой. Он изображен штрихпунктирной линией (с двойными точками). Чтобы упростить иллюстрацию, положение точки В<sub>И</sub> относительно точки В показано на увеличенном изображении (рис. 14.90).

Точка  $B_{\rm H}$ , изображающая точку  $B_0$  объекта, который оказался уже в ударно сжатой воде, располагается ближе к оптической оси и чуть ближе к линзе первого объектива по сравнению с точкой B, изображающей точку  $B_0$  объекта, еще не попавшую в область ударно сжатой воды. Нетрудно видеть, что изображение непрозрачной полосы  $B_0C_0$  из-за повышения коэффициента преломления у ударно сжатой воды приобретает высоту  $\delta_{\rm H}$ , меньшую, чем  $\delta_{\rm H}$ . Напомним, что горизонтальные стрелки, проведенные на рисунке справа от точек A, B, C и  $B_{\rm H}$ , показывают ход лучей ко второму объективу съемочной камеры и далее на вращающееся зеркало и кинопленку, где получается изображение щелевой развертки процесса прохождения ударного фронта через полосу начальной высотой  $\delta_0 = B_0C_0$ . Этот размер  $\delta_0$  является высотой таблетки BB, фоторегистрация поведения которой под действием ударной волны показана на рис. 14.10 и рис. 14.7.

Изображение отрезка  $A_0B_0$ , лежащего ближе к оптической оси, будет, напротив, искажаться ударным фронтом с увеличением по отношению к изображению без искажающего влияния части среды с повышенным коэффициентом преломления.

Эта особенность иллюстрируется фотографией, показанной на рис. 14.89, б. Цилиндрический непрозрачный стержень помещен в цилиндрический тонкостенный стакан, частично заполненный водой, и сфотографирован в проходящем свете. Нетрудно видеть, что часть стержня, проецируемая лучами, которые проходят не через воздух, а через воду (показатель преломления которой существенно больше, чем у воздуха), кажется существенно более толстой.

Эффект увеличения размеров изображения фигуры, концентричной с поверхностью ударного фронта в прозрачной среде, через которую осуществляется ее проецирование, тем больше, чем ближе поверхность фигуры к ударному фронту. Поэтому начальные стадии движения наружных поверхностей оболочек зарядов ВВ, взрываемых в воздухе, воде, а также границы пузырей продуктов детонации зарядов ВВ, взрываемых в воде, воздухе, регистрируются при теневых методах съемки с искажениями, не дающими возможности непосредственно по щелевым фоторазверткам точно находить скорости их движения. Так, фоторазвертка, представленная на рис. 14.52, позволяет найти только скорости движения фронта ударной волны в различные моменты времени. Скорость движения границы раздела воды и продуктов детонации, хорошо видимую на фоторегистрации, можно определить с приемлемой точностью лишь на поздних стадиях его движения, когда поверхность газового пузыря сильно отстанет от фронта ударной волны. По аналогичной причине при рассмотрении иллюстрации (рис. 14.8) получения фотохронограммы расширения трубы продуктами детонации отмечалась необходимость реализации расширения металлической трубки в безвоздушном пространстве, так как воздушная ударная волна, отходящая от стенки трубы, вызывала бы значительные искажения в регистрации ее скорости на начальной стадии движения.

**14.7.2.** Поворотные зеркала и призмы. Поворотные зеркала, призмы и другие зеркальные устройства используют, главным образом, в двух случаях: а) в целях уменьшения воздействий на иллюминаторы

взрывных камер и баллистических трасс, защищающих съемочные камеры от осколков, которые образуются из деталей экспериментальных сборок в результате их взрывного или ударно-волнового нагружения; б) в целях получения в одном эксперименте при неизменном положении съемочной камеры изображения на фоторегистрации сразу двух проекций исследуемого объекта. Например, при получении щелевой фоторазвертки формы фронта детонационной волны, выходящей на торец заряда ВВ, заключенного в оболочку, оптическую ось объектива съемочной камеры и ось заряда располагают под прямым углом, как это показано на рис. 14.91, и используют зеркальную пластинку или призму. Их светоотражающие поверхности располагают в плоскости А-А (стеклянные пластины используют с наружным светоотражающим слоем). При таком расположении элементов экспериментальной сборки и дополнительных устройств поток высокоскоростных осколков от устройств визуализации формы детонационного фронта и светоповоротных устройств направлен в сторону от иллюминатора, за которым расположена съемочная аппаратура. Защита иллюминатора и съемочной камеры от осколков, разлетающихся в боковом направлении от заряда ВВ, обычно надежно достигается массивными стальными пластинами, которые устанавливаются так, чтобы продукты детонации и осколки оболочки заряда отбрасывали их мимо иллюминаторов и с достаточно малой скоростью.

Самым простым способом получения совмещенных на одной пленке двух проекций объекта, например, совмещенных щелевых фоторазверток выхода детонационного фронта на боковую и торцевую поверхность заряда BB, как это показано на рис. 14.92, является постановка наклон-



Рис. 14.91. Использование поворотных зеркальных поверхностей при наличии бронеплиты, защищающей съемочную камеру и иллюминатор от направленного потока осколков: 1 — исследуемый заряд ВВ; 2 — металлическая оболочка заряда ВВ, образующая поток осколков; 3 — устройство визуализации детонационного фронта; 4 — зеркало с наружным светоотражающим слоем; 4\* — призма с зеркальной диагональной гранью полного внутреннего отражения, заменяющая зеркало 4; 5 — бронеплита

16 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов



Рис. 14.92. Схема эксперимента (*a*) и щелевой фоторазвертки процесса выхода детонационного фронта на боковую и торцевую поверхности заряда ВВ (*б*): *1* — заряд ВВ; *2* — поворотное зеркало; БЩФР — боковая щелевая фоторазвертка; ТЩФР — торцевая щелевая фоторазвертка

ного зеркала. Следует иметь в виду, что использование в качестве поворотных зеркальных поверхностей обычных бытовых зеркал, в которых светоотражающая металлизированная поверхность находится под слоем защитного материала, неприемлемо, так как отражение от таких зеркал дает двойное изображение. Это происходит потому, что луч света отражается и от наружной поверхности стеклянной пластины, и от противоположной ей металлизированной поверхности. Обработка, а в некоторых случаях даже распознавание деталей получаемых при этом фотохронограмм оказываются затруднительными. В качестве поворотных зеркал обычно используют стеклянные пластины с наружным алюминизированным покрытием.

Однако в некоторых случая по соображениям удобства подготовки эксперимента и достижения повышенной точности результатов эксперимента, используют призмы или детали иных форм из стекла или других прозрачных материалов, у которых зеркальность поверхности является результатом эффекта полного внутреннего отражения. На рис. 14.93 в качестве примера приведена схема эксперимента, в котором осуществляется одновременная щелевая фоторазвертка выхода детонационного фронта на торец заряда и на две диаметрально противоположные образующие боковой поверхности заряда. Для этого используется своеобразная коническая линза из плексигласа или оргстекла (ПММА) с центральным цилиндрическим отверстием. Если заряд ВВ вставлен в канал так, что не возникает канальный эффект обгона продуктами взрыва фронта детонации, то изображение выхода детонационной волны на цилиндрическую поверхность заряда за счет эффекта полного внутреннего изображения на свободной поверхности линзы направляется в том же осевом направлении (в конечном счете к объективу съемочной камеры), что и изображение выхода детонационного фронта детонации на торец заряда. Следует отметить, что такая линза из оргстекла практически не вызывает газодинамического



Рис. 14.93. Схема эксперимента с использованием специальной конической линзы для наблюдения особенностей детонационного фронта (*a*) и схема полученной щелевой фоторазвертки (*б*): 1 — заряд ВВ; 2 — коническая линза; 3 — устройство визуализации выхода детонационного фронта на торец заряда; 4 — форма детонационного фронта в момент его выхода на торец заряда

влияния на процесс распространения неидеальной детонации только конденсированных высокоплотных BB.

В некоторых случаях передаточные элементы должны поворачивать изображения вокруг оптической оси объектива съемочной камеры. Такая необходимость, например, возникает при регистрации прибором ВСФК скорости движения детонационной волны по вертикально расположенному удлиненному заряду, состав и структура которого неоднородны по высоте. Дело в том, что ось вращения зеркала этого прибора горизонтальна, так же как и горизонтальная щель диафрагмы, установленной в этом приборе. Для того чтобы вертикальное перемещение фронта детонационной волны, проявляющееся на свободной боковой поверхности заряда, преобразовать в перемещение по горизонтальному направлению, параллельному горизонтально расположенной щели фотохронографа, можно применить устройство из двух зеркал, схема взаимного положения которых показана на рис. 14.94. Эти зеркала входят в состав конструкции, выполненной в виде насадки на объектив съемочной камеры. Стороны прямоугольников, изображающих поверхности зеркал, образуют гипотенузу 1-3 и катет 1-2 треугольника 1-2-3 (угол треугольника при вершине 2 — прямой). Плоскость 1-3-6-7 перпендикулярна плоскости 1-2-3, а плоскость 1-2-4-5 наклонена к плоскости 1-2-3 под углом 45°. Штриховые прямые изображают проецирующие лучи. Нетрудно видеть, что если объект движется вертикально вниз от точки A<sub>0</sub> к B<sub>0</sub>, то в результате отражения проецирующих лучей от зеркальных плоскостей появляется изображение объекта, которое на входе объектива съемочной камеры движется горизонтально от А к В и параллельно щели и оси вращения зеркала развертки изображения съемочной камеры, а следовательно, перпендикулярно направлению развертки изображения в применяемой съемочной камере.



Рис. 14.94. Схема расположения зеркал в насадке на объектив съемочной камеры для поворота изображения объекта на 90° вокруг оптической оси объектива: ООСК — оптическая ось объектива съемочной камеры; НОВЗ — направление положения оси вращения зеркала камеры ВСФК

14.7.3. Световоды, или оптические волноводы, являются устройствами, предназначенными для направленной (канализированной) передачи света. Наиболее удобными для экспериментов являются гибкие волоконные световоды, позволяющие передавать световую информацию по криволинейным трассам. Элементарный волоконный световод представляет собой тонкую нить, называемую сердцевиной, из оптически прозрачного материала в оболочке из другого материала с меньшим показателем преломления. Из-за такого соотношения показателей преломления света лучи, распространяющиеся под достаточно малым углом к оси световода, испытывают полное внутреннее отражение от поверхности раздела сердцевины и оболочки и распространяются только по сердцевине.

В газодинамических экспериментах с оптическими методами регистрации процессов находят применение световоды двух типов: либо монолиты из полистирола с оболочкой из полиметилметакрилата (ПММА или оргстекло) с наружным диаметром от 0,15 мм до 1,5 мм, либо нити из кварцевого стекла. Для достижения различия коэффициентов преломления кварцевого стекла в центральной части нити (сердцевины световода) и ее слоев у наружной цилиндрической поверхности (играющих роль оболочки сердцевины) используют легирование. Стеклянные нити покрываются защитно-упрочняющей полимерной оболочкой. Используются как отдельные нити, так и световоды в виде шин, содержащих от единиц до нескольких десятков «параллельно» расположенных нитей (волокон), скрепленных в ленты полимерным материалом.

Световой импульс вводят в световод чаще всего с торца нормально срезанной и отполированной сердцевины. Но можно ввести световой импульс для дальнейшей передачи по волоконному световоду и сбоку, через так называемые боковые «окна». Для этого на локализованных участках специальной обработкой световода удаляют часть оболочки и лучи света получают возможность под малым углом входить в сердцевину.

В простых схемах экспериментов световоды служат передаче световых импульсов от устройств визуализации ударных фронтов, движущихся свободных поверхностей (или от самосветящихся объектов типа детонационных фронтов) к съемочным камерам, функционирующим в режиме фотохронографирования или щелевой фоторазвертки. При этом входные концы световодов закрепляют в отверстиях держателей, укрепленных на контролируемых поверхностях экспериментальных сборок, а выходные концы — в отверстиях плоской панели в один ряд или в несколько рядов. Этот ряд или ряды перпендикулярны направлению развертки съемочного устройства, т.е. параллельны оси вращения зеркала, если используется оптико-механическая развертка в камере типа СФР. Если используются многоволоконные (мультиволоконные) шины в виде плоских и достаточно широких лент, то способ закрепления концов световодов на экспериментальной сборке и на панели, с которой производится оптическая регистрация съемочной камерой, несколько отличается от изложенного.

На рис. 14.95, a приведена схема эксперимента, в котором измеряется скорость детонации заряда BB с помощью многоволоконной шины, концы световодов которой лежат на образующей заряда L, и время прохождения ударной волной в преграде расстояния « $B_D$ » с помощью двух «светящихся зазоров» и двух световодов A и B.



Рис. 14.95. Схема эксперимента с регистрацией скорости детонации заряда и скорости ударной волны в преграде на базе  $B_D$  с использованием волоконных световодов (а) и полученная щелевая фоторазвертка (б): 1 — заряд ВВ; 2 — преграда; 3 — зазоры; 4 — деталь из ПММА для отсечки свечения зазора; 5 — держатель входных концов световодов на контролируемой поверхности детали 4; 6 — световоды; 7 — многоволоконная шина световодов; 8 — панель крепления выходных концов световодов

На рис. 14.95, б показана схема фоторазвертки изображения «вспыхивающих» выходных концов световодов на панелях.

На рис. 14.96 показана схема эксперимента по исследованию эволюции детонационного фронта, выходящего из цилиндрического транслятора в основной полусферический заряд. При этом используются шестнадцать четырехволоконных шин, введенных в заряд в радиальном направлении, причем диаметр каждого волокна или нити — 250 мкм. Эти шестнадцать четырехволоконных шин получены разветвлением шестидесятичетырехволоконной шины. На каждом из четырех световодов четырехволоконной шины сделано по одному боковому окну в защитной оболочке, через которое свет от детонационного фронта в момент его прохожления вдоль окна попадает в форме короткой яркой



Рис. 14.96. Схема зондирования расходящегося детонационного фронта в заряде ВВ с каучуковым связующим 16-ю радиально расположенными четырехволоконными ответвлениями от шестидесятичетырехволоконной шины с боковыми окнами: 1 — основание с цилиндрическим каналом; 2 — детонационный транслятор; 3 — исследуемый заряд мощного пластифицированного бризантного ВВ; 4 — шестнадцать четырехволоконных шин; 5 — направление шин световодов для закрепления их на панели для съемки электронной щелевой камерой «Tompson» — TSN 506N; 6 — ввод светового импульса с торца световода (+); 7 — ввод светового импульса с бокового окна световода (-)

вспышки в сердцевину световода и передается далее на съемочную камеру щелевой фоторазвертки. Эти боковые окна условно изображены черными точками. Торцы нормально срезанных и отполированных сердцевин, воспринимающие свечение детонационного фронта в моменты его падения на концы световодов, отмечены крестиками. Выходные концы световодов разводятся на панели по параллельно расположенным рядам. Каждый ряд соответствует определенному значению радиуса  $R_i$  (i = 1, 2...5), на котором находится окно в световоде. Положение световода в каждом ряду определяется угловым положением четырехволоконной шины, от которой он взят. С использованием высокоскоростной съемочной камеры осуществляется фоторазвертка изображения рядов выходных концов световодов, «вспыхивающих» в моменты прохождения детонационным фронтом соответствующих окон. По тем отметкам, которые оставляют на фоторазвертке световые импульсы, можно восстановить форму поверхности детонационного фронта.

Рис. 14.97. Форма детонационного фронта в момент его выхода из детонационного транслятора сечением 5 × 5 мм и изменения его формы в основном заряде пластифицированного ВВ при распространении в боковом направлении (в области, прилегающей к оси *r* при значениях *r* от 2,5 мм до 5,5 мм детонация не распространяется): *1* — окружность, проведенная для наглядности отклонения формы детонационного фронта от сферической



Рисунок 14.97 дает представление о возможностях, которые появляются при исследовании эволюции детонационных фронтов с использованием в качестве передаточных элементов световодов, показанных на рис. 14.96. На этом рисунке показаны результаты, полученные сотрудниками из University of Coimbra (Portugal) при регистрации формы детонационного фронта в пластифицированном взрывчатом составе на основе гексогена.

Передаточные элементы в виде волоконных световодов часто используют как составные части или даже основные части контактных датчиков. Так на рис. 14.98, *а* показан входной конец световода 1, который вместе с трубкой из никеля 2 и колпачком 3 образует контактный датчик, генерирующий импульсы света от ударно-волнового сжатия либо аргона, либо порошкообразной поваренной соли, находящихся между торцом световода и колпачком. В таком датчике использован принцип действия «вспыхивающих зазоров». Указанные датчики срабатывают от ударных волн в конденсированных средах амплитудой не



Рис. 14.98. Контактный датчик со вспыхивающим зазором на входном конце волоконного световода: 1 — световод; 2 — никелевая трубка; 3 — полость, заполненная либо воздухом, либо аргоном, либо порошкообразной поваренной солью; 4 — колпачок



Рис. 14.99. Петлевые контактные датчики для регистрации движения фронта ударной волны (*a*) и пластины (б): 1 — источник света; 2 — световоды; 3 — панель для подачи импульса света на фоторегистратор

ниже 5...8 ГПа или от удара металлическими пластинками, имеющими скорость не ниже 1,5 км/с.

На рис. 14.99 показан еще один вариант использования световода в качестве элемента контактного датчика. Этот датчик, названный датчиком петлевого типа, содержит отрезок световода с изгибом малого радиуса и источник света (обычно взрывного типа) на входном конце. Выходные концы световодов вставлены в панель как обычно. При выходе ударной волны на петлю датчика или при ударе по ней пластиной происходит изменение светопропускания световода или полная отсечка свечения на выходном конце. Это отражается в изменении плотности почернения полосы на фоторегистрации или в исчезновении полосы. Петлевые датчики чувствительнее контактных датчиков со вспыхивающими (светящимися) зазорами.

## § 15. Импульсная рентгенографическая техника

Использование рентгенографических методов исследования газодинамических и других быстропротекающих процессов основано на способности рентгеновских лучей распространяться прямолинейно, практически без эффектов лучепреломления, свойственных оптическим лучам, на неоднородностях плотности среды и претерпевать ослабление интенсивности по мере прохождения через просвечиваемые тела или среды. Эти свойства при наличии источника рентгеновского излучения, который в первом приближении рассматривается как точечный, позволяют реализовать метод центрального конического проецирования контуров тел и их внутриструктурных неоднородностей на плоскость устройства вывода информации с рентгеночувствительным материалом (рис. 15.1). При этом получают так называемые рентгеновские или рентгеноимпульсные снимки объектов (рисунки 15.2–15.7).

Комплекс устройств, реализующий этот метод и традиционно называемый рентгеноимпульсной установкой (рис. 15.1), включает с себя следующие основные компоненты: источник рентгеновского излучения, источник питания рентгеновского источника, выходное или регистрирующее устройство.

Рис. 15.1. Упрощенная схема постановки эксперимента с установкой импульсного рентгенографирования: ИИ — источник рентгеновского излучения; ИП — источник питания; УУ — устройство управления; РУ — регистрирующее устройство; ОС — объект съемки; Э защитный экран; Б — бронированная стена защитного сооружения (бункера)



в

Рис. 15.2. Схема экспериментальной сборки (*a*) и рентгенограммы детонационных (б) и ударных волн (*b*): *1* — направление просвечивания сборки; *2* — инициирующий импульс от линейного детонационного транслятора; *3* — инициатор (промежуточный детонатор из ТЭНа); *4* — исследуемый заряд бризантного BB; *5* — фронт детонационной волны; *6* — фронт ударной волны; *7* — BB, сжатое ударной волной; *8* — невозмущенное BB; *9* — продукты взрыва



Рис. 15.3. Рентгеновский снимок взрыва детонирующего шнура (*a*) и фотография, полученная в проходящем свете от искрового источника света (*б*): детонация распространяется слева направо



Рис. 15.4. Рентгенограмма возмущений в ксеноне, вносимых пулей, движущейся со скоростью 560 м/с (*a*) и оптическая регистрация (с помощью ячейки Керра) движения снаряда калибром 105 мм (*б*): кольца за пулей — пыжи



Рис. 15.5. Схема экспериментальной сборки и регистрации в мягком рентгеновском излучении детонационноподобной волны в решетчатых моделях низкоплотного ВВ, образованных стержнями размером  $2 \times 2 \times 40$  мм (из ВВ на основе гексогена со связующим коллоксилином): 1 — быстродействующий электродетонатор; 2 лист размером  $2 \times 40 \times 90$  мм из того же BB, что и стержни; 3 стержни BB размером  $2 \times 2 \times 40$  мм; 4 — хлопчатобумажные нити подвески стержней BB; 5 — алюминиевые пластины с прорезями для хлопчатобумажных нитей; 6 — шпилька, фиксирующая пластины

Значительная часть экспериментов на рентгеноимпульсных установках проводится со взрывами и высокоскоростными соударениями металлических тел. Поэтому защитные стены и экраны являются неотъемлемыми элементами, сопровождающими основные компоненты этих установок. Наиболее важными защитными элементами являются экраны, непосредственно закрывающие источники излучения от воздействия ударными волнами и осколками. Источники излучения должны обеспечивать рентгенографирование исследуемых объектов сквозь



Рис. 15.6. Схема экспериментальной сборки и регистрация в мягком рентгеновском излучении детонационного фронта и алюминиевых меток движения продуктов реакции в детонационной волне низкоплотного ВВ на основе гексогена: *1* — быстродействующий электродетонатор; *2* — лист ВВ (ТЭН с 15% полиизобутилена) размером 0, 35 × 40 × 90 мм; *3* — полосы алюминиевой фольги шириной 10 мм; *4* — засыпанная и уплотненная утряской смесь гексогена с мипорой (10/1) плотностью 0,35 г/см<sup>3</sup>; *5* — пластинки оргстекла (боковые картонные стенки не показаны)



Рис. 15.7. Кумулятивный заряд и четыре рентгенографических кадра его взрыва с интервалами 2,2 мкс; 10,3 мкс; 14,3 мкс (*a*) и оптическая регистрация аналогичного процесса в свете, испускаемом объектом съемки (*б*) (Ф — положение детонационного фронта)

прочные экраны значительной толщины, изготовленные обычно из стали или алюминия, реже — из бериллия, так как даже следы последнего очень опасны своим воздействием на легкие человека.

Установка также содержит устройство управления, обеспечивающее согласование во времени функционирования основных компонентов с регистрируемыми фазами быстропротекающих исследуемых процессов. В самых ранних версиях рентгеноимпульсных установок, наиболее распространенных до настоящего времени, устройства управления воздействовали на компоненты, генерирующие излучение. В некоторых современных установках управляющим воздействиям подвергаются регистрирующие устройства, воспринимающие излучение. Устройство и особенности функционирования этих основных компонентов рентгеноимпульсных установок различаются в зависимости от того, предназначены ли они для получения однократных кратковременных регистраций одной определенной стадии процесса или для неоднократных кратковременных регистраций различных стадий одного исследуемого процесса.

Наиболее простыми и достаточно распространенными до настоящего времени являются рентгеноимпульсные установки с устройствами «однократной» генерации рентгеновского излучения длительностью  $10^{-8}\ldots 10^{-7}$  с. При этом главным приоритетным критерием надлежащего функционирования установки в целом и каждого ее компонента в отдельности является возможность получения высококачественного рентгеновского изображения (т. е. изображения удовлетворительной контрастности и резкости), соответствующего мгновенному состоянию объекта.

Рентгеноимпульсные регистрации отличаются от традиционных оптических несколько худшей контрастностью и резкостью. Основными причинами этого являются «неточечность» источника рентгеновского излучения и особенность экспонирования рентгеночувствительного материала в устройстве вывода информации при очень коротких «жестких» (коротковолновых) рентгеновских импульсах. Эти причины порождают так называемую геометрическую составляющую размытости изображения и «нерезкость рассеяния». Конечно, при импульсном рентгенографировании, так же как и при оптических методах регистрации, присутствует компонент нерезкости изображения, связанный с перемещением объекта за время экспонирования. Устройство и особенности функционирования основных компонентов рентгеноимпульсной установки нами будут рассмотрены лишь в аспектах достижения удовлетворительного качества регистраций.

**15.1. Устройства вывода, или регистрирующие устройства.** Наиболее простыми и распространенными устройствами регистрации в рентгенографических установках являются кассеты (рис. 15.8.) с высокочувствительной рентгеновской пленкой. Фотоматериал этих пленок не отличается от того, что применяется при больших значениях времени экспозиции при обычных общеупотребительных целях рентгенографирования (например, при медицинской диагностике).

Появление на пленке рентгеновского изображения объекта обусловлено двумя основными механизмами. Первый механизм определяет зависимость интенсивности лучей, попадающих на фотографический материал, от формы, размеров просвечиваемого объекта, его внутреннего строения и состояния. Эта зависимость обусловлена законом ослабления рентгеновского излучения при прохождении его через среду. В случае монохроматического излучения интенсивность рентгеновского луча до вхождения в анализируемую среду (*J*<sub>0</sub>) и после



Рис. 15.8. Основные элементы простейшего регистрирующего устройства, называемого кассетой с рентгеновской пленкой: *1* — защитный экран; *2* — корпус кассеты; *3* — рентгеновская пленка; *4* — усиливающие экраны; *5* — листы мягкого материал (войлок, пенопласт); РИ — рентгеновское излучение; УВ — ударная волна; О — осколки

прохождения расстояния z в среде (J(z)) связаны зависимостью:

$$\frac{J(z)}{J_0} = \exp{\left[-\mu_a \frac{N_A}{A} \rho z\right]},$$

где  $\mu_a$  — эффективное сечение атома, или коэффициент ослабления, не зависящий от вида химического соединения, в который входит атом;  $\rho$  — плотность среды;  $N_A$  — число Авогадро; A — атомная масса элемента.

Заметим, что  $N_A \rho / A$  — концентрация атомов, т. е. их число в единице объема. Атомный коэффициент ослабления имеет два слагаемых, отражающих рассеяние излучения и его поглощение при прохождении через среду. Поглощение лучей зависит от длины волны рентгеновского излучения и атомного номера элемента среды.

В практике импульсного рентгенографирования источники излучения имеют непрерывный и достаточно широкий спектр длин рентгеновских волн. Поэтому зависимости ослабления излучения от толщины и плотности просвечиваемых зон находят экспериментально для каждой конкретной установки рентгенографирования. Эти зависимости аппроксимируют в экспоненциальной или логарифмической формах. Так, для эталонных образцов из одного материала при постоянной плотности эмпирические зависимости имеют вид:

$$\ln\left[J(z)/J_0\right] = -K_a z^{k_b},$$

где *K*<sub>a</sub> и *K*<sub>b</sub> — коэффициенты.

Второй механизм определяет зависимость плотности почернения (степени почернения) пленки от интенсивности рентгеновского излучения J(z). График зависимости плотности почернения  $\overline{D}$  от интенсивности облучения J в полулогарифмических координатах имеет S-образный вид, причем среднюю часть зависимости можно аппроксимировать прямой линией (рис. 15.9). Плотность почернения изменяется от максимума, принятого за единицу, до минимального значения  $\overline{D}_{min}$ ,



Рис. 15.9. Характеристическая кривая фотоматериала пленки  $\overline{D} = \overline{D}(\ln J)$ 

соответствующего зрительному восприятию потемнения, как вуали. Чем больше график  $\overline{D}(\ln J)$  сдвинут в область меньших значений  $\ln J$ , тем чувствительнее пленка, а чем круче он «идет снизу вверх», тем больше контрастность пленки (вернее, полученного на ней изображения). На рис. 15.9 видно, что одинаковым диапазонам изменения интенсивности облучения могут соответствовать различные значения изменений плотности почернения пленки  $\Delta \overline{D}_1$ ,  $\Delta \overline{D}_2$ ,  $\Delta \overline{D}_3$ .

На рис. 15.10 показан пример, иллюстрирующий появление рентгеновского изображения (распределения плотности почернения пленки) при рентгенографировании неподвижной детали с формой тела вращения из материала однородной плотности с помощью точечного (по упрощающему допущению) источника излучения. При этом учитывалось изменение интенсивности излучения только за счет ослабления при его прохождении через тело, а влияние расходимости потока рентгеновских лучей не учитывалось. Нетрудно видеть, что задача экспериментатора — восстановление по рентгеновскому изображению характеристик объекта, в частности, даже геометрических — является в общем случае достаточно сложной. При этом возможны не только неоднозначность трактовки элементов изображения на рентгенограмме, но и неточности в восстановлении параметров объекта. Для того, чтобы неопределенности в восстановлении характеристик объекта были минимальны, необходимо добиваться такого согласования интенсивности излучения источника, ослабляющей способности объекта и характеристик пленки, чтобы изменения плотности почернения на рентгенограмме  $\Delta \overline{D}_1$  были в диапазоне 0,1...0,2.

Однако схема получения рентгеновского снимка, изображенная на рис. 15.10 и предполагающая появление достаточной плотности почернения пленки в результате непосредственного воздействия импульсного рентгеновского излучения, соблюдается только в случае источников «мягкого», т.е. сравнительно длинноволнового рентгеновского излучения.

Спектральные характеристики применяемых пленок таковы, что непосредственного облучения жесткими рентгеновскими лучами недостаточно для появления заметной плотности почернения. Поэтому

применения B случае источников жесткого рентгеновского излучения в контакте с пленкой располагают так называемые усиливающие экраны, которые путем люминесцентного более длинноволнового послесвечения, возбуждаемого при импульсном проецировании объекта, обеспечивают экспонирование пленки до нужных плотностей почернения. Обычно используют экраны из вольфрамата кальция CaWO<sub>4</sub>. При этом чувствительность регистрирующего устройства повышается в 20...100 раз. Однако рассеянный характер люминесцентного свечения приводит к появлению компонента нерезкости изображения, который называют нерезкостью рассеяния  $\delta_n^{\rm HP}$ , уже упомянутой в шестом абзаце с начала настоящей главы. Эта величина зависит от типа пленки и интенсивности источника, ослабляющей способности объекта и защитных экранов, закрывающих пленку от механических воздействий.

В установках с предельно жестким излучением вместо усиливающих экранов бывает предпочтительнее использовать свинцовые фольги, обеспечивающие экспозицию пленки за счет фотоэлектронной эмиссии. В некоторых установках (но уже для многократной регистрации в режиме «кинорентгеновской» съемки) для увеличения чувствительности определенных типов рентгеновской пленки в сотни раз используют эффект воздействия электрического поля. Для этого пленка в кассете помещается между двумя электродами, посредством которых к ней прикладывается электрическое поле.



Рис. 15.10. Упрощенная схема появления распределения плотности почернения пленки (рентгеновского снимка) при различных сочетаниях параметров характеристической кривой фотоматериала и интенсивности его облучения: 1 — источник излучения (условно точечный); 2 объект съемки (неподвижный);

3 — рентгеновская пленка

Для защиты пленки и усиливающих элементов регистрирующего устройства от механических воздействий, характерных для регистраций взрывных, ударно-волновых процессов, кассеты содержат защитные экраны из прочных материалов, слабо поглощающих излучение. Обычно (за исключением съемки в мягких рентгеновских лучах) для этой цели используются алюминиевые сплавы. В каждой лаборатории в зависимости от особенностей решаемых задач используют свои конструкции кассет. Так, на рис. 15.8 показана схема кассеты, в которой используется дополнительный защитный элемент конструкции — войлочный или пенопластовый лист. Конструкции обеспечивают предотвращение раскрытия кассет от воздействий взрывными волнами или мелкими осколками.

Так как рентгенографирование осуществляется расходящимся пучком излучения, то размер изображения получается больше размера изображаемого объекта. Поэтому во избежание искажения формы изображения плоскость рентгеновской пленки устанавливают строго перпендикулярно оси рентгеновского пучка.

В настоящее время используются также устройства регистрации без рентгеновских пленок. Так, при использовании устройств с фотохромными ADC-экранами (Agfa Diadnostic Centre) изображение фиксируется на люминофоре экрана из галогенида бария, активированного европием, путем перевода электронов под действием рентгеновского излучения на метастабильные энергетические уровни. Экспонированный таким образом экран помещается в считывающее устройство — дигитайзер, где зафиксированное люминофором изображение преобразуется и переводится в цифровой вид. Полученные цифровые рентгенограммы уже служат (подлежат) либо визуальному анализу с помощью высококонтрастных мониторов, либо включаются в специализированные программные комплексы для обработки и получения соответствующей информации.

Некоторые рентгенографические исследования быстропротекающих процессов можно проводить, применяя съемочные камеры с ЭОП или ПЗС-матрицы, чувствительные к рентгеновскому спектру излучения.

В некоторых случаях (часто по экономическим соображениям) экспериментаторы применяют оригинальный метод, в котором совмещаются получение оптического изображения на усиливающем экране при рентгноимпульсном облучении и высокоскоростная оптическая регистрация этого изображения. При этом кассета с рентгеновской пленкой и усиливающим экраном может разрушаться регистрируемым процессом без потери зарегистрированной информации. Возможность реализации этого метода обусловлена современными достижениями в разработке и изготовлении рентгеночувствительных люминисцентных материалов усиливающих экранов.

15.2. Источники импульсного рентгеновского излучения. Рентгеновское излучение чаще всего получают с помощью рентгеновских трубок, в которых электроны, испускаемые катодом и ускоренные электрическим полем, тормозятся на металлическом аноде. Возникающее тормозное излучение имеет сплошной спектр с максимумом интенсивности на длине волны, равной  $1,5 \lambda_{\min}$ . Минимальная длина

волны  $\lambda_{\min}$  связана с разностью потенциалов  $U_{A0}$ , вызывающей ускорение электронов до их соударения с анодом, соотношением:  $\lambda_{\min} = 1, 24/U_{A0}; \ [\lambda_{\min}] =$ нм;  $[U_{A0}] =$ кВ. Интенсивность излучения в первом приближении прямо пропорциональна значению величины  $IU_{A0}^2$ , где I — ток между анодом и катодом рентгеновской трубки.

В импульсных рентгеновских трубках реализуются два способа получения потоков электронов: пробой в высоком вакууме и автоэлектронная эмиссия. При обоих способах разряд между анодом и катодом начинается с автоэлектронной эмиссии, для возникновения которой необходима высокая напряженность электрического поля, что достигается приданием катоду заострения или множества заострений.

На рис. 15.11 показана схема двухэлектродной рентгеновской трубки, предложенной патриархами советской импульсной рентгенографии Цукерманом и Монаковой, функционирующей в режиме пробоя в высоком вакууме. Катод выполнен в виде железной трубки с заостренной кромкой. Начавшийся разряд концентрируется у острия анода, но концентрация разряда происходит и на других уже не контролируемых микроскопических выступах анода. В результате действия токов большой плотности происходит поверхностное вскипание материала анода и выделение адсорбированных газов. В результате этих явлений пробой в вакууме, вызванный автоэлектронной эмиссией, переходит в плазменный разряд. Граница облака плазмы и паров анода движется к катоду со скоростью до 10<sup>4</sup> м/с. При плазменном разряде возникают большие пики скорости изменения тока dI/dt, которые, вследствие явлений самоиндукции в разрядных контурах источников тока для рентгеновских трубок, приводят в конечном счете к сильным изменениям динамики движения электронов непосредственно у поверхности анода, на которой генерируется тормозное излучение. На процесс генерации излучения, кроме самоиндукции в разрядном контуре источника



Рис. 15.11. Схема двухэлектродной острофокусной рентгеновской трубки «открытого» типа (неоднократно разбираемой для восстановления заострения анода, которое деградирует под действием тормозящихся электронов, с последующей сборкой и вакуумированием): 1 — катод; 2 — анод (вольфрамовая игла); 3 — держатель анода; 4 — диафрагма; 5 — устройство регулировки положения анода относительно катода; 6 — баллон трубки; 7 — металлическое основание; 8 — окно (устройство подсоединения трубки к «вакуумной» магистрали не показано)

тока, сильно влияют материал и форма электродов, а также расстояние между анодом и катодом.

Дайком с сотрудниками в США были разработаны трубки с автоэлектронной эмиссией, катоды которых состоят из нескольких параллельно включенных игл (рис. 15.12). Эти трубки отличаются очень малыми расстояниями между анодом и вершинами игл, предельной



Рис. 15.12. Расположение электродов в трубке Дайка с автоэлектронной эмиссией: А — анод; К — катод чистотой металлических деталей и вакуумом боле высоким, чем в трубках с пробоем зазора «анод-катод». Электроды таких трубок с автоэлектронной эмиссией находятся в запаянных стеклянных баллонах.

При реализации рентгеновских источников с автоэлектронной эмиссией электронов в России были использованы более простые, но эффективные конструктивные решения в сочетании с очень кратковре-

менным приложением напряжения к аноду и катоду. На рис. 15.13 показана одна из конструкций трубки с автоэлектронной эмиссией. Автокатод выполняется в виде трубочки из вольфрамовой или танталовой «десятимикронной» фольги диаметром 10...2 мм, а анодом является либо торец части корпуса трубки, либо дополнительная танталовая фольга. Напряжение подается на время порядка 10<sup>-8</sup> с, что меньше, чем время пролета ионами межэлектродного расстояния. Этим предотвращается развитие электрического пробоя — вакуумной дуги.

Заметим, что при замене танталовой фольги на окно в торце корпуса, сделанное из фольги бериллия толщиной 0,2 мм, устройство, показанное на рис. 15.13, превращается в генератор быстрых электронов. При напряжении  $U_A = 490$  кВ амплитуда тока в электронном пучке достигает 1000 А при длительности токового импульса  $2 \cdot 10^{-9}$  с.

Трубки с разрядом в вакууме при «открытом исполнении» (рис. 15.11) вакуумируются с помощью насоса, присоединенного непосредственно к трубке, до давления после длительной откачки  $(2...5) \cdot 10^{-5}$  Торр (Торр равен одному миллиметру ртутного столба).



Рис. 15.13. Малогабаритная импульсная рентгеновская трубка с самовосстанавливающимся автокатодом: 1 — корпус из ковара (сплава железа с кобальтом и никелем); 2 — анод (фольга тантала толщиной 20 мкм); 3 — катод (полый цилиндр из фольги тантала); 4 — катодный электрод; 5 — стеклянный изолятор; 6 — штенгель (трубочка для откачки воздуха)



Рис. 15.14. Одна из конструкций опаянных рентгеновских трубок с анодом из вольфрамового стержня

Наиболее распространенными, в сравнении с открытыми трубками, в настоящее время являются запаянные (после вакуумирования) стеклянные трубки (рис. 15.14). Срок службы их первых конструкций был в среднем 500...1 000 импульсов. Современные запаянные трубки допускают 10<sup>3</sup>...10<sup>5</sup> включений.

Рисунок 15.15 дает представление о форме рентгеновских импульсов, генерированных трубками «с пробоем в вакууме» и «с автоэлектронной эмиссией». Импульсы последних трубок имеют форму, близкую к прямоугольной.



Рис. 15.15. Сравнение форм импульсов интенсивности рентгеновского излучения, полученных трубкой с пробоем в вакууме при  $U_A = 190$  кВ (a) и с автоэлектронной эмиссией при  $U_A = 200$  кВ (b): 1 -зазор между катодом и анодом  $\delta = 1 \dots 5$  мм; 2 -зазор  $\delta = 10$  мм

Длительность импульсов сложной формы, отличной от прямоугольной, характеризуют временем существования интенсивности излучения вдвое меньшей, чем амплитудное значение. Таким образом, определенная длительность рентгеновского импульса  $t_{\rm H}$  позволяет оценить компоненту нерезкости изображения  $\delta_{\rm ЭКС}^{\rm HP}$ , обусловленную смещением объекта съемки со скоростью  $W_{\rm OB}$  относительно рентгеночувствительного материала регистрирующего устройства за время его экспонирования:

$$\delta_{\Im KC}^{HP} = W_{OE}\beta_{PE\Gamma}t_{H}, \quad \beta_{PE\Gamma} = (l+l_0)/l_0 = AB/A_0B_0,$$

где  $\beta_{\text{PEF}}$  — поперечное увеличение при рентгенографической съемке (рис. 15.16).

Иглообразная форма анода необходима для улучшения резкости рентгеновского изображения. Дело в том, что вследствие повышения напряженности электрического поля в областях проводников с повышенной кривизной их поверхности, поток электронов, а следовательно



Рис. 15.16. Схема появления так называемой геометрической нерезкости рентгеновского снимка, обусловленной неточечностью источника излучения: 1 — анод; 2 — положение объекта съемки; 3 — положение рентгеновской пленки

и рентгеновское излучение, локализуется у вершины иглы, несмотря на то, что бомбардированию электронами подвергается большая часть поверхности анода. В проецировании объекта исследования на плоскость рентгеночувствительного материала участвует только фокусное пятно трубки, диаметр которого приблизительно равен диаметру иглы анода d<sub>f</sub> (рис. 15.16). Схема, которая представлена на этом рисунке, показывает, что каждая точка объекта исследования, в том числе и точки, лежащие на линии объекта, которая проецируется в контур изображения, на рентгеночувствительной плоскости регистрирующего устройства

изображается кружком рассеяния диаметром  $\delta_{\Gamma}^{\text{HP}}$ . Размер  $\delta_{\Gamma}^{\text{HP}}$  характеризует компоненту нерезкости, называемую геометрической нерезкостью. Из рассмотрения подобных треугольников, выявляемых на схеме, можно получить

$$\delta_{\Gamma}^{\rm HP} = d_f \left(\beta_{\rm PE\Gamma} - 1\right).$$

Проникающая способность рентгеновского излучения повышается с уменьшением длины волны электромагнитных колебаний и, соответственно, с увеличением анодного напряжения на трубках. В зависимости от особенностей исследуемых объектов и процессов требуется применение лучей с различной проникающей способностью. По этой причине в исследованиях физики взрыва и удара используются: трубки мягкого рентгеновского излучения с анодным напряжением  $U_A$  в несколько десятков киловольт, трубки жесткого рентгеновского излучения с  $U_A$  в сотни киловольт (до миллиона вольт) и трубки предельно жесткого излучения с напряжением питания до двух и более миллионов вольт.

Трубки с жестким и предельно жестким излучением ( $U_{A0} = 500...2000$  кВ) делают двухэлектродными (анод и катод), так как высокие напряжения благоприятствуют стабильности инициирования

разряда между катодом и анодом. Трубки с «мягким рентгеном» для улучшения стабильности инициирования разряда между катодом и анодом делают трехэлектродными. В трубках этой триодной схемы между катодом и анодом, но ближе к катоду, коаксиально располагается кольцеобразный поджигающий электрод, на который подается управляющий или инициирующий импульс напряжения. Основной разряд между катодом и анодом инициируется предварительным разрядом между катодом и поджигающим электродом. Принципиальной разницы между процессами пробоя в трубках двух- и трехэлектродной схемы нет.

Для получения вспышек мягкого рентгеновского излучения очень большой интенсивности могут использоваться камеры с плазменным фокусом. Эти устройства отличаются от традиционных рентгеновских трубок тем, что позволяют получать короткие импульсы излучения со сравнительно низкой энергией рентгеновских квантов, но очень высокой интенсивности, так как токи в них достигают сотен и тысяч килоампер, в то время как в рентгеновских трубках с малыми анодными напряжения токи не превышают нескольких килоампер.

На рис. 15.17 показаны три типа газодинамических камер с плазменным фокусом. Плазменная оболочка, возникающая в первой фазе газового разряда вблизи изолятора, перемещается в промежутке между анодом и заземленным катодом так, как это обозначено линиями с индексами 1, 2, 3, 4 на этом рисунке.

Радиальное схождение плазменной оболочки приводит к образованию на оси камер плотного плазменного фокуса и интенсивного рентгеновского излучения в прианодной области. Для вывода мягких рентгеновских лучей в стенках камер делаются окна, закрытые полиэтиленом толщиной 0,5мм. Большинство установок работает в диапазоне напряжений 15...50 кВ.



Рис. 15.17. Газодинамическая камера с плазменным фокусом: А — анод; К — катод; И — изолятор; С — конденсаторная батарея; Р — разрядник; ПФ — плазменный фокус; 1, 2, 3, 4 — последовательные положения токоплазменной оболочки

Заметим, что сферические камеры с плазменным фокусом находят применение не только как источники рентгеновского излучения, они, являясь импульсными источниками быстрых нейтронов, находят применение, в частности, для нейтронофотографии и, конечно, в качестве первичного нейтронного источника в бустерной системе с регулируемым спектром нейтронов.

**15.3. Источники питания рентгеноимпульсных трубок.** Источники питания рентгеноимпульсных трубок, называемые также разрядными контурами, должны обеспечивать протекание через рентгеновскую трубку с сопротивлением, достигающим в ходе пробоя в вакууме 10...100 Ом, импульсов тока амплитудой в несколько килоампер или даже десятков килоампер и длительностью порядка от наносекунды до микросекунды. Энергия для функционирования таких источников берется от конденсатора, заряжаемого с помощью традиционных источников постоянных высоковольтных напряжений.

Простейшая схема питания рентгеновской трубки показана на рис. 15.18. Она может быть использована для трубок с мягким рентгеном, рабочее напряжение которых U<sub>A0</sub> не превышает 20...60 кВ. Инициирование пробоя в трубке осуществляется подачей поджигающего импульса от запускающего устройства (ЗУ). Если использовать представления о динамике сопротивления между катодом и анодом трубки, согласующиеся с данными по расширению облака плазмы и паров анода в направлении катода, то можно получить теоретические зависимости от времени напряжения и тока, характерные для колебательного контура, образованного емкостью С, самоиндукцией проводов и сопротивлением трубки (рис. 15.19). В зависимости от сопротивления между анодом и катодом трубки график спада тока, связанного с разрядом емкости, может иметь апериодическую или колебательную форму. При этом график зависимости от времени интенсивности рентгеновского излучения, которая пропорциональна  $IU_{A0}^2$ , имеет куполообразную форму. Этот график по форме похож на кривые, изображенные на рис. 15.15, а. Реальная форма рентгеновского импульса несколько отличается от расчетной по причине ряда особенностей разряда, изучаемых до настоящего времени. Длительность рентгеновского импульса определяется не только емкостью накопительного конденсатора и самоиндукцией проводов. Она очень сильно зависит от расстояния между анодом и катодом трубки.

В практике импульсных установок с высоким напряжением наиболее часто применяются импульсные схемы умножения напряжения (схемы Аркадьева-Маркса или проще схемы Маркса, если они упоминаются в переводной литературе) и схемы с импульсными трансформаторами. На рис. 15.20 показан вариант использования схемы Аркадьева-Маркса для получения напряжений, пятикратно превышающих номинальное значение напряжения конденсаторов, на которое они рассчитаны, и напряжение высоковольтного источника для заряд-



Рис. 15.18. Простейшая схема питания рентгеновской трехэлектродной трубки от отдельного конденсатора С: ЗУ — запускающее устройство; РТ — рентгеновская трубка; А — анод; К — катод; Z — поджигающий электрод



Рис. 15.19. Характерная расчетная динамика средних значений тока и напряжения при пробое в вакууме

ки этих конденсаторов. Конденсаторы  $C_1-C_5$  параллельно заряжаются через высокоомные резисторы  $R_1-R_9$  до напряжения  $U_0$  каждый. С помощью четырех разрядников и запускающего устройства в течение  $10^{-8}\dots 10^{-7}$  с производится их переключение в последовательное соединение. Для этого с запускающего устройства подается поджигающий импульс на первый управляемый разрядник  $P_1$ , что приводит к падению его сопротивления в результате электрического пробоя до  $10^{-1}$  Ом за время порядка  $10^{-8}$  с. В результате этого конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$  соединяются последовательно и на следующий разрядник  $P_2$  подается напряжение вдвое большее того, под которым он находился до срабатывания предыдущего разрядника  $P_1$ , что приводит к его пробою. Последовательное пробитие всех четырех разрядных промежутков приводит к появлению на аноде импульса напряжения  $U_{AO} = U_O n_M$ , где  $n_M$  — число ступеней в схеме умножения Аркадьева–Маркса (в нашем случае  $n_M = 5$ ).

Если трубка двухэлектродная, то в схеме резистор  $R_Z$  отсутствует и разряд через трубку начинается с подачи напряжения  $U_{AO} = n_M U_O$  на ее анод.

Разряд через трехэлектродные трубки инициируется подачей через резистор  $R_Z$  на поджигающий электрод Z импульса напряжения, возникающего при срабатывании первого разрядника  $P_1$ .

Условие разряда, который происходит через рентгеновскую трубку, соответствует разряду отдельного «эффективного» конденсатора с емкостью  $C = C_i/n_M$ ;  $C_i = C_1 = \ldots = C_{n_M}$  и самоиндукцией, получающейся при последовательном соединении.

Если схема, подобная рис. 15.20, используется для получения высоких напряжений  $U_{A0}$  за счет числа ступеней, большего, чем 10...20, то возникают затруднения, связанные с самоиндукцией линий монта-



Рис. 15.20. Пятиступенчатая импульсная схема умножения напряжения  $(n_M = 5)$  для питания рентгеновской трубки (*a*) и примеры исполнения генераторов импульсного напряжения (ГИН) на 1,5 MB, 50 Дж (*b*) и на 1 MB, 100 Дж (*b*): ЗУ — запускающее устройство; P<sub>1</sub>, P<sub>2</sub>, P<sub>3</sub>, P<sub>4</sub>, P<sub>5</sub> — разрядники; РТ — рентгеновская трубка; ОН — обостритель напряжения

жа разрядного контура. Так, самоиндукция в 1 мкГн (это значение характерно при низкочастотных токах для проводника длиной порядка одного метра) при скорости нарастания тока в трубке 10 кА/мкс вызывает падение напряжения в проводах на 10 кВ. Чтобы самоиндукция была минимальной и не сильно снижала интенсивность излучения и не увеличивала длину волны излучения, часто используют специальный, коаксиальный монтаж элементов схемы непосредственно на рентгеновской трубке.

При большом числе ступеней в схеме умножения напряжений время достижения в точке 1 максимального напряжения  $U_{A0}$  в результате последовательного срабатывания разрядников становится недопустимо большим. Чтобы исключить его влияние на длительность рентгеновского импульса между точками 1 и 2 устанавливают разрядник или обостритель напряжения, срабатывающий и подключающий к двухэлектродной рентгеновской трубке сразу максимальное напряжение  $U_{AO}$ , практически равное напряжению пробоя разрядника, из-за чего его и называют обострителем напряжения.

В большей части источников питания рентгеноимпульсных трубок используются конденсаторы емкостью 0,01...0,001 мкФ, а монтаж схем обеспечивает снижение самоиндукции проводов до единиц-десятков мкГн. Цукерман и Монакова для получения напряжений до 2 000 кВ (в 1948–1949 гг.) использовали последовательное соединение четырех блоков, которые содержали умножители напряжения из 5 ступеней на 100 кВ каждая. Каждый блок монтировался в наполненном маслом пластмассовом резервуаре высотой 0,8 м и диаметром 0,5 м. Суммарная самоиндукция была снижена до 25 мкГн.

В рентгеновских установках с рабочим напряжением до 300 кВ рентгеновская трубка связывается с генератором импульсного напряжения высоковольтным коаксиальным кабелем.

Схемы питания с использованием импульсных трансформаторов (ИТ) применяют главным образом для переносных (транспортабельных) рентгеновских установок с напряжением, не превышающим 400 кВ. Исключение составляют стационарные генераторы жесткого тормозного рентгеновского излучения типа источника РИУС-5 с напряжением 7 МВ, получаемым с помощью резонансного импульсного трансформатора «Тесла» (габариты установки РИУС-5: диаметр более полутора метров, длина — приблизительно 5 метров).

На рис. 15.21 показана одна из схем переносной установки с импульсным трансформатором, позволяющим создавать рентгеновские вспышки длительностью порядка 10<sup>-7</sup> с. Подобные трансформаторы, как правило, делаются без ферритовых, а тем более без железных сердечников. Одна из конструкций импульсного трансформатора представляет собой плоскую катушку с высоковольтным выводом в центре. Вторичная обмотка содержит приблизительно 500 витков медной



Рис. 15.21. Схема питания рентгеновской трубки с импульсным трансформатором: ЗУ — зарядное устройство; Р — разрядник (коммутирующее устройство); ИТ — импульсный трансформатор; РТ — рентгеновская трубка (с обращенным катодом); СК — синхронизирующие контакты; КВ — ключ контрольных включений
проволоки, расположенной в 25 слоях. Снаружи вторичной обмотки расположены 3 витка медной ленты шириной 20 мм, образующие первичную обмотку. Для изоляции применяются конденсаторная бумага и трансформаторное масло.

Накопительная емкость С подключается к зарядному устройству с относительно невысоким выходным напряжением в несколько киловольт (обычно 5 кВ). Эта емкость подключается к импульсному трансформатору через коммутирующее устройство, представляющее собой разрядник с поджигающим электродом. Напряжение в несколько киловольт, подаваемое на поджигающий электрод разрядника и необходимое для его срабатывания, снимается с делителя напряжения, образованного резисторами  $R_1$  и  $R_2$ . Ток по этому делителю напряжения начинает протекать при замыкании синхронизирующих контактов (СК) под влиянием начала процесса, последующая фаза которого рентгенографируется этой установкой (например, контакты СК замыкаются пролетающей кумулятивной струей).

Перед проведением эксперимента с помощью ключа контрольных включений (КВ) проводят проверку срабатывания всей схемы. При необходимости, для увеличения крутизны переднего фронта импульса напряжения, подаваемого на анод, между точками 1 и 2 помещают разрядник — обостритель напряжения.

В случае необходимости применения сильноточных источников рентгеновского излучения возможно использование взрывомагнитных источников тока. Они дают возможность ввести в генераторы рентгеновского излучения импульсы тока амплитудой 0,5...5 МА и более при малом времени нарастания (0,3...2 мкс), что особенно важно для дальнейшего повышения характеристик камер с плазменным фокусом.

15.4. Установки многократного рентгенографирования. Устамногократного рентгенографирования быстропротекающих новки процессов, или «кинорентгеновские» установки позволяют получить несколько снимков объекта с небольшими временными интервалами (ориентировочно, от 1 мкс до 100 мкс). В случае съемки объектов, обладающих свойством осесимметричности, практический интерес представляют установки разновременного рентгенографирования по крайней мере в двух различных направлениях. Самой простой и потому достаточно распространенный способ реализации кинорентгена заключается в применении нескольких рентгеновских трубок с перекрытием лучей, и устройства управления, обеспечивающего срабатывание трубок с наперед заданными интервалами времени, как равными, так и различными для различных трубок (рис. 15.22 и рис. 15.23). Обычно применяют установки с двумя, тремя или с четырьмя трубками. Цукерманом и Монаковой была решена очень сложная задача создания установки с восемью трубками с рабочим напряжением 1500 кВ для исследования детонации зарядов бризантных ВВ.



Рис. 15.22. Схема установки для трехкратной рентгенографической съемки объекта, предпочтительная при большой скорости перемещения осесимметричного объекта в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка: Т1, Т2 и Т3 — рентгеновские трубки; РК — коллиматоры рентгеновских лучей (свинцовые плиты с плавно сужающимися и затем расширяющимися щелевидными или круглыми отверстиями); ОС — объект съемки; К1, К2, К3 — рентгеновские кассеты (или одна большая «общая» кассета, показанная штриховой линией)



Рис. 15.23. Оптическая схема для восьмикратного импульсного рентгенографирования (разработанная в РФЯЦ ВНИИТЭФ Цукерманом и Монаковой): T1-T8 — рентгеновские трубки; ОС — объект съемки; К — кассеты с рентгеновской пленкой

Съемка может вестись либо на одну пленку в большой кассете (показана на рис. 15.22 штриховой линией), либо на отдельные пленки. Для того чтобы при рентгенографировании на отдельных пленках можно было восстановить действительное пространственное положение объектов в различные моменты времени относительно друг друга (например, для нахождения скорости движения объекта), рядом с исследуемым объектом располагают ренгеновски непрозрачный предмет репер (рис. 15.24). В процессе рентгенографирования всего процесса маркер должен оставаться неподвижным относительно своего начального положения.



Рис. 15.24. Два кадра кинорентгена метания алюминиевой пластины прямоугольной формы (плоской в начальном состоянии) продуктами «уходящей» детонационной волны низкоплотного ВВ на основе гексогена, позволяющие найти ее среднюю скорость  $W(W = \Delta Y/(t_2 - t_1)/\beta_{\text{РЕГ}})$  ( $\beta_{\text{РЕГ}}$  — коэффициент увеличения при рентгенографировании); горизонтальной стрелкой показано положение железного гвоздя в деревянной рейке, используемого в качестве реперной отметки

В некоторых случаях в качестве маркера можно использовать сам объект исследования или его деталь, делая с помощью предварительного рентгенографирования так называемый «стоп-кадр», который оказывается совмещенным на рентгеновской пленке вместе с изображением объекта в регистрируемой стадии исследуемого процесса (рис. 15.25).

Каждая рентгеновская трубка питается от собственного разрядного контура. В тех случаях, когда требуется компактная установка трубок, предпочтительными являются рентгеновские трубки, помещенные в небольшие металлические контейнеры и соединяемые с генератором импульсных напряжений (ГИН) гибкими коаксиальными кабелями. При компактном расположении трубок и съемке на одну пленку при высокой скорости движения снимаемого объекта разделение рентгеновских изображений на отдельные кадры достигается автоматически. Если центры изображений не смещаются относительно друг друга, то расшифровка рентгенограммы становится сложной задачей. Например, если бы рентгенограммы с изображениями пластин, разрушаемых взрывом (рис. 15.25), полученные для двух близких моментов времени,



Рис. 15.25. Схема удара таблетки ВВ диаметром 25 мм и высотой 5 мм в алюминиевой оболочке (1) со скоростью W около 1 км/с по разнесенной преграде из стали (2) и алюминия (3) и результаты двукратной рентгеновской съемки были «наложены друг на друга», то выявить особенности регистрируемого процесса было бы существенно труднее.

В установке ГРИМ, разработанной и применяемой для исследований в РФЯЦ ВНИИЭФ, для получения многократных регистраций с разделением изображений на отдельные кадры использован эффект увеличения в сотни раз чувствительности некоторых типов рентгеновской пленки при воздействии на них электрического поля. В этой установке рентгеновское излучение в виде одного длительного (3 мкс) импульса или трех коротких создается с помощью бетатрона и направляется через исследуемый объект на расположенные друг за другом кассеты (до 10 кассет). В каждой кассете находится рентгеновская пленка, размещенная между двумя электродами. Пленки во всех кассетах экспонируются каждым рентгеновским импульсом, но регистрируется на пленке только то изображение, которое соответствует рентгеновскому облучению в момент времени, совпадающий с подачей электрического импульса на электроды заданной кассеты. На остальных пленках, на кассеты с которыми электрические очувствляющие импульсы в этот момент не подавались, плотность почернения не изменяется, и каждая из них остается в ожидании своей стадии исследуемого процесса и своего электрического импульса.

Если в качестве устройств регистрации используются не кассеты с рентгеновской пленкой, а приборы с электронно-оптическими преобразователями, фотокатоды которых чувствительны к рентгеновскому излучению, или приборы с соответствующими матрицами ПЗС (их «оптические аналоги» рассмотрены в предыдущем разделе), то реализация «кинорентгена» в некотором смысле упрощается. На первый план выходят сложности со взрывозащитой оборудования и с получением рентгеновских изображений больших размеров и, одновременно, высокой четкости.

При исследованиях сравнительно медленно протекающих процессов, например, горения, использовались и могут использоваться установки с генерацией последовательности рентгеновских импульсов одним излучателем. Разработанные простые схемы периодического импульсного питания разрядных контуров обеспечивают достижение частоты съемки до 6...12 тысяч кадров в секунду.

15.5. Кратчайшие сведения о рентгеноимпульсных аппаратах. Под рентгеноимпульсными аппаратами, или устройствами, понимают комплексы, состоящие из рентгеновских трубок, источников их питания и пультов управления. При исследованиях быстропротекающих процессов применяют как стационарные, так и мобильные аппараты. У первых рентгеноимпульсных аппаратов с рабочим напряжением ориентировочно 1...2 МВ, появившихся в 40–50-е годы XX века, рентгеновские трубки и разрядные контуры часто занимали отдельные помещения (комнаты зданий).

В настоящее время при экспериментальных исследованиях взрывных и ударных процессов наиболее широкое применение находят мобильные малогабаритные аппараты, выпущенные или выпускаемые Hewlett-Packard Company (США), Scandidron Company (Швеция), НПО «Светлана» и «Буревестник» (СССР, Ленинград). Характеристики некоторых аппаратов зарубежных компаний приведены в таблицах 15.1 и 15.2.

Рабочее напряжение, кВ	150	300	450	1000	2300
Длительность импульса, нс	70	30	30	30	30
Просвечивающая способность по алюминию на расстоянии 1 м, мм	20	60	100	170	240
Просвечивающая способность по стали на расстоянии 2 м, мм		10	23	50	80

Таблица 15.1. Характеристики некоторых аппаратов Hewlett-Packard

Таблица 15.2. Характеристики некоторых аппаратов Scandiflash

Рабочее напряжение, кВ	150	300	450	600	1200
Длительность импульса, нс	35	20	20	20	20
Просвечивающая способность по стали на расстоянии 2 м, мм	7	21	36	42	68

Данные по просвечивающей способности, приведенные в этих таблицах, можно интерпретировать как значения толщин защитных прочных экранов в рентгеноимпульсных установках (рис. 15.1), через которые можно рентгенографировать сравнительно легкопроницаемые летящие объекты на указанном расстоянии от источника излучения.

Характеристики некоторых переносных, портативных рентгеноимпульсных аппаратов отечественного промышленного изготовления приведены в табл. 15.3. Эти аппараты, выпускаемые серийно, либо специально разработаны для исследования быстропротекающих процессов, либо могут быть легко интегрированы в исследовательские установки и комплексы, на которых изучаются процессы взрыва и удара, а также свойства материалов, подвергаемых взрывным и ударным взаимодействиям.

Рисунки 15.26–15.28 дают представление о некоторых отечественных рентгеноимпульсных аппаратах. Аппарат МИРА-8 сфотографирован со снятым кожухом блока источника питания. Светлый цилиндр в центре фотографии — импульсный трансформатор, большой темный цилиндр справа от него — накопительная емкость, разряжаемая на первичную обмотку импульсного трансформатора. Рентгеновская трубка расположена в малом цилиндрическом кожухе (крайнем слева).

510

Обозначение	Назначение	Анод	$U_A,{ m kB}$	Просвечивающая способность, сталь, мм	Число включений	Тип аппарата	Схема питания трубки	Длительность рентге- новского импульса, с	Масса аппарата, кг	Год разработки
ИА-3-250	ПП, ИБП	W, игла, d=2 мм	250	15	104	ИРА-1Д	ИТ	10-7	30	1963
ИМА-1-150П	ФИ	W, фольга 20 мкм	100150		$2 \cdot 10^{5}$	ИРА-З	ИТсР	10 <sup>-8</sup>	3	1971
ИМА-5-320Д	ПП, ИБП	W, игла, d = 4 мм	200320	40	10 <sup>5</sup>	РИНА-2Д		10-8	20	1974
ИМА-7	ИБП	W, игла, d = 6 мм	600	> 80	10 <sup>3</sup>	РИНА-4Б/4		10 <sup>-8</sup>		1975

Таблица 15.3. Характеристики импульсных трубок и портативных импульсных рентгеновских аппаратов, в которых они применяются

Примечания: ПП — промышленное просвечивание; ИБП — исследование быстропротекающих процессов; ФИ — физические исследования; ИТ — импульсный трансформатор; ИТсР — импульсный трансформатор с разрядником.

Следует заметить, что для проведения экспериментов, сопровождающихся образованием разрушительных взрывных волн и потоков осколков, предпочтительными с позиции защиты аппаратуры от механических воздействий, являются устройства с рентгеновскими трубками, соединяемыми с источниками питания гибкими коаксиальными кабелями. Такие аппараты наиболее удобны при создании установок для многократного рентгенографирования с помощью нескольких трубок с перекрытием лучей. Такие аппараты позволяют достичь минимально возможной разнесенности источников излучения и тем самым минимизировать недостатки такого «кинорентгена», связанные с проецированием объектов из разных центров.



Рис. 15.26. Миниатюрный импульсный рентгеновский аппарат КВАНТ-60



Рис. 15.27. Общий вид аппарата ИРА-1Д



Рис. 15.28. Рентгеноимпульсный аппарат МИРА-8 в составе рентгеновской трубки, конструктивно объединенный с источником питания, и пульта управления (устройства управления); защитный кожух источника питания снят экспериментатором для ремонта прибора

## § 16. Элементная база систем синхронизации и некоторые функциональные схемы экспериментов с быстропротекающими процессами

При проведении эксперимента, в ходе которого либо регистрируется динамика быстропротекающего кратковременного процесса, либо измеряется некоторая величина, характеризующая этот процесс, происходит функционирование целого ряда устройств и, естественно, протекает некоторый процесс в объекте исследования, воздействующий на чувствительные элементы измерительной системы. К устройствам этого ряда, прежде всего, относятся элементы систем нагружения исследуемого объекта и измерения параметров процесса или просто его регистрации. Под синхронизацией функционирования элементов этой многокомпонентной системы эксперимента понимают совмещение во времени исследуемой фазы процесса или состояния изучаемого объекта с периодом нахождения элементов измерительной системы в состоянии, необходимом для фиксирования информации в устройствах вывода измерительной (или регистрирующей) системы. Например, для того, чтобы получить рентгенограмму, показанную на рис. 15.2, необходимо добиться генерации рентгеновской вспышки длительностью в сотые доли микросекунды именно в тот из моментов времени после инициирования детонационным транслятором промежуточного детонатора из заряда, когда ударный или детонационный фронт в исследуемом заряде бризантного ВВ, движущийся со средней скоростью в несколько миллиметров в микросекунду, пройдет строго заданную часть этого заряда (в частности, ровно половину высоты заряда).

Синхронизация достигается определенным взаимодействием или связью функционирования элементов или устройств многокомпонентной системы эксперимента. В такой комплекс устройств часто входят не только устройства нагружения, объект исследования, элементы измерительной (регистрирующей) системы, но и дополнительные элементы, необходимые лишь для реализации надлежащей последовательности запуска режимов (стадий) функционирования основных компонентов системы эксперимента. Такой, в общем случае расширенный за счет этих дополнительных элементов, комплекс приборов и устройств называют системой синхронизации. Схему, изображающую элементы этой системы вместе с линиями передачи сигнала и связи элементов в единую систему, будем называть схемой системы синхронизации или функциональной схемой эксперимента.

При разработке функциональной схемы эксперимента и ее реализации обычно достаточно знания и учета только той части функциональных характеристик приборов и устройств, которые предопределяют последовательность функционирования элементов системы синхронизации и их соединение между собой.

В этом параграфе будут кратко рассмотрены устройства, наиболее часто используемые при проведении экспериментов с быстропротекающими процессами, но как элементы системы синхронизации или устройства элементной базы системы синхронизации. При таком рассмотрении принципам действия части приборов (рассмотренных ранее) можно уделить лишь минимальное внимание.

**16.1. Элементная база систем синхронизации.** Наиболее употребительными элементами систем синхронизации экспериментов в области техники взрыва и удара, свойства которых принимаются во внимание в первую очередь при разработке и реализации функциональных схем эксперимента являются:

- 1) устройства вывода (регистрирующие приборы и устройства);
- 2) устройства нагружения объектов исследования;

17 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

- устройства электрического способа инициирования взрывных процессов в зарядах энергонасыщенных материалов;
- пульты электрического инициирования средств детонирования и воспламенения;
- 5) датчики и измерители-преобразователи;
- 6) импульсные источники тока (напряжения) и подсветки;
- 7) коммутирующие устройства;
- 8) устройства задержки сигналов.

В общем случае к элементам системы синхронизации следует отнести и сами объекты исследования, ответная реакция которых на внешнее воздействие может быть весьма неопределенной по задержке появления.

**16.1.1.** Устройства вывода информации. Устройствами вывода в измерительных системах, используемых в экспериментах с быстропротекающими процессами, являются главным образом осциллографы, съемочные камеры (или кассеты при рентгенографировании), частотомеры. Осциллографы и съемочные камеры при этом функционируют в режимах, отличающихся ограниченным временем регистрации процесса.

Это время в значительной мере определяется скоростью развертки изображения на экране осциллографа или на светочувствительном материале съемочных камер (имеются в виду нецифровые, оптические приборы типа СФР и ЖЛВ). Заметим, что применительно к осциллографам понятию скорости развертки соответствует официально определяемая характеристика — коэффициент развертки с размерностью «время, деленное на деление». Скорость развертки будем считать характеристикой, обратно пропорциональной коэффициенту развертки. Мы определим время регистрации процесса, как частное от деления длины рабочей части фотоматериала в съемочной камере или длины экрана осциллографа (в миллиметрах или других «делениях») на скорость развертки (с размерностью мм/мкс или «деление»/мкс).

С целью уменьшения подверженности системы синхронизации эксперимента случайным незапланированным внешним воздействиям, которые вызывают сбой в ее работе, стремятся использовать режимы работы осциллографов с «внешним запуском развертки». При этом на специальный коаксиальный разъем, который мы будем обозначать «Х», подается достаточно высокоамплитудный импульс напряжения, вызывающий начало перемещения записывающего луча в горизонтальном направлении экрана Х, т. е. начало периода регистрации процесса  $t_{\rm PEr}$ . Если конструкция осциллографа такова, что на разъем Х необходимо подавать низковольтный запускающий импульс, то для генерации этого запускающего импульса используется дополнительное устройство системы синхронизации, которое срабатывает только от специального, достаточно высоковольтного сигнала, заведомо превышающего по амплитуде потенциально возможную помеху. Регистрируемый сигнал, отражающий некоторый процесс в исследуемом объекте, должен подаваться на вход Y в течение периода  $t_{\rm PEF}$ . Обычно время  $t_{\rm PEF}$  устанавливается в 2...4 раза продолжительнее длительности фазы процесса, которую предполагается тщательно исследовать. Такое завышенное относительно единицы значение отношения периода регистрации и длительности исследуемой фазы процесса отражает естественную осторожность экспериментатора и большую степень неопределенности как длительности исследуемой фазы процесса, так и момента ее начала.

Возможно использование и другого режима работы осциллографов, особенно современных цифровых, при котором развертка запускается в результате появления сигнала на входе Y (коаксиальном разъеме Y). При этом практически одновременно (по ощущениям человека, обращающегося с осциллографом) с разверткой луча в направлении X на экране происходит запись сигнала U(t) в форме Y(X). Такой режим работы осциллографа, который мы по аналогии с оптическими съемочными камерами типа ЖЛВ, ВСФК назовем «ждущим» или «режимом ожидания», удобен в тех случаях, когда исследуемый сигнал по амплитуде заведомо и намного превышает «случайные» импульсы (помехи), которые могут попасть на «входы» осциллографа и вызвать несанкционированный запуск развертки.

Большинство съемочных камер, в том числе и реализующих «цифровую технологию получения изображений», при ограниченном времени регистрации  $t_{\text{PEF}}$  могут работать в двух режимах. При одном режиме, который является единственно возможным для камер типа СФР, командный импульс, вызывающий в конечном счете появление исследуемого процесса, выдает сама съемочная камера, а при другом режиме (ждущем), камера находится в ожидании регистрируемого явления.

**16.1.2.** Устройства нагружения объектов исследования. Среди устройств нагружения, применяемых в экспериментальных системах исследования быстропротекающих процессов, можно выделить:

- a) устройства, в которых используется энергия детонационного превращения или сгорания энергонасыщенных материалов;
- б) пневматические ускорители или баллистические ударные трубы;
- в) электрические ускорители с взрывающейся металлической фольгой.

Первый вид устройств, в свою очередь, разделяется на:

- а\*) системы непосредственно взрывного нагружения;
- а\*\*) системы взрывного метания;
- а\*\*\*) баллистические установки или пороховые пушки, в которых в отличие от первых двух систем используется не детонация энергонасыщенных материалов, а их сгорание (сгорание порохов).

Одной из важнейших характеристик всех этих устройств, как элементов систем синхронизации, является время задержки от начала

17\*

выделения запасенной энергии в соответствующих компонентах этих устройств до появления импульса давления на заданной поверхности нагружения исследуемого объекта —  $t_{\rm HA\Gamma}$ . При этом столь же важной характеристикой является и интервал значений, которые может принять это, так называемое, время срабатывания устройства нагружения. Этот интервал  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$  будем называть разбросом времени срабатывания нагружающего устройства. На качественном уровне рассуждений при анализе систем синхронизации пока нет необходимости уточнять, при какой доверительной вероятности определяется значение этой характеристики.

За начало выделения энергии в устройстве нагружения с энергонасыщенными материалами примем момент появления детонационного импульса со стороны капсюля-электродетонатора или форса пламени со стороны электровоспламенителя. Эти электрические средства инициирования взрывных процессов мы будем рассматривать как отдельные элементы системы синхронизации.

В случае использования нагружающих устройств с энергонасыщенными материалами величины  $t_{\rm HA\Gamma}$  и  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$  существенно зависят от принципов действия этих устройств.

Устройства непосредственного взрывного нагружения отличаются минимальными значениями  $t_{\rm HA\Gamma}$  и  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$ . Эти характеристики в большинстве конструкций взрывных устройств определяются скоростями детонационных волн, распространяющихся в зарядах BB детонационных волновых генераторов, в основных нагружающих зарядах, и размерами деталей из BB в них, а также скоростью затухания ударных волн в ослабителях и толщинами последних. При фиксированных номинальных параметрах устройств взрывного нагружения, реализуемые скорости детонационных волн и размеры деталей воспроизводятся с точностью не хуже  $\pm (2...5)$  % даже при не очень высокой культуре подготовки к экспериментам. При габаритах устройств взрывного нагружения (включая ослабители ударных волн) в 50...500 мм в очень грубом приближении можно считать, что  $t_{\rm HA\Gamma}$  лежит в пределах 10...100 мкс, а  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$  — в пределах 0,1...1,0 мкс.

При замене системы непосредственного взрывного нагружения на систему взрывного метания значения  $t_{\rm HA\Gamma}$  и  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$  увеличивается за счет появления нового фактора — времени ускорения и дальнейшего полета ударника до поверхности нагружения исследуемого объекта. Эти увеличенные значения можно оценить по порядку как

$$t_{\rm HA\Gamma} = l_{\rm y}/W_{\rm y}; \quad \Delta t_{\rm HA\Gamma} = \frac{l_{\rm y}}{W_{\rm y}} \sqrt{\left(\frac{\Delta l_{\rm y}}{l_{\rm y}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta W_{\rm y}}{W}\right)^2}$$

где  $l_{\rm y}$  — путь, пролетаемый ударником;  $W_{\rm y}$  — средняя скорость ударника на этом пути, оцениваемая как скорость метания ударника,  $\Delta l_{\rm y}$  — погрешность воспроизведения пути полета ударника в опытах;  $\Delta W$  — диапазон изменения скоростей метания ударников, обусловлен-

ный погрешностью воспроизведения в опыте коэффициента нагрузки (отклонения массы ВВ к массе ударника).

При метании ударников в виде пластин увеличение  $t_{\rm HA\Gamma}$  сверх значения  $t_{\rm HA\Gamma}$ , характерного для устройств непосредственного взрывного нагружения, имеет ориентировочно тот же порядок, что и  $t_{\rm HA\Gamma}$  у этих устройсв. Приращении  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$  сверх значения  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$ , характерного для устройств непосредственного взрывного нагружения, при средней культуре подготовки эксперимента, как показывает практика, может на порядок превышать  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$ , характерное для непосредственного взрывного нагружения. Ствольные устройства с детонирующими метательными зарядами бризантных BB, в том числе и низкоплотных BB, характеризуются несколько большими значениями  $t_{\rm HA\Gamma}$  и  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$ .

При нагружении с помощью баллистических установок наблюдаются самые большие значения  $t_{\rm HA\Gamma}$  и особенно  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$ . Это объясняется не только большим путем, который проходит ударник по стволу установки, и большой дистанцией свободного полета до соударения с исследуемым объектом, но и замедленными по отношению к детонационным процессам выделением энергии сгорающего заряда пороха и ускорением ударника продуктами горения, а также существенным и часто плохо воспроизводимым трением ударника о ствол баллистической установки.

В случае пневматических ускорителей величины  $t_{\rm HA\Gamma}$  и  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$  имеют достаточно большие значения (ориентировочно порядка  $10^{-3}$  с и  $10^{-5}...10^{-4}$  с соответственно) независимо от того, принимаем ли мы за начало выделения энергии предварительно сжатого воздуха момент открытия клапана, удерживающего сжатый воздух, или момент подачи электрического импульса на механизмы, «открывающие» этот клапан.

Электрические ускорители вместе с разрядными контурами на основе конденсаторов, обеспечивающими превращение металлических фольг в плазму, и устройствами инициирования этих разрядов, характеризуются очень малыми временами  $t_{\rm HA\Gamma}$  и  $\Delta t_{\rm HA\Gamma}$  (ориентировочно порядка  $10^{-6}$  с и  $10^{-8}$  с соответственно). При этом в рамках анализа системы синхронизации не принципиально, что принять за начало выделения энергии в устройстве — момент подачи управляющего импульса на запуск разряда конденсаторов или само начало разряда конденсаторов.

**16.1.3.** Устройства электрического способа инициирования взрывных процессов в зарядах энергонасыщенных материалов. Устройства электрического способа инициирования взрывных процессов, применяемые в экспериментах, разделяются на электровоспламенители (ЭВ), предназначенные для возбуждения сгорания, главным образом, пороховых зарядов посредством форса пламени, и электродетонаторы, способные вызвать детонацию зарядов ВВ за счет ударно-волнового воздействия на них. Электродетонаторы, в свою очередь, делятся на «обычные или простые» и «быстродействующие». «Обычные» электродетонаторы разработаны в основном для производства промышленных и саперных взрывных работ и обозначаются — ЭД. «Быстродействующие» электродетонаторы, обозначаемые как БЭД, разработаны и применяются, как правило, лишь в некоторых видах военной техники и при экспериментальных научно-исследовательских работах.

Все эти изделия (как элементы систем синхронизации) характеризуются так называемым временем срабатывания, т.е. интервалом времени между моментом подачи на них электрического инициирующего импульса и моментом появления ответной реакции. За ответную реакцию ЭВ примем появление внешнего форса пламени, а у ЭД и БЭД — появление начала ударно-волнового или детонационного воздействия на окружающую среду. В этом разделе время срабатывания устройства инициирования взрывного процесса мы будем обозначать как задержку инициирования взрывного процесса —  $t_{\rm ИВП}$ , а диапазон значений, которые может иметь  $t_{\rm ИВП}$  для используемого в эксперименте инициирующего изделия  $\Delta t_{\rm UB\Pi}$ . У ЭВ и БЭД величины  $\Delta t_{\rm UB\Pi}$  и  $t_{\rm UB\Pi}$ существенно зависят от напряжения электрического импульса, подаваемого на электрические проводники средства инициирования. У ЭД эти величины зависят еще и от конструкции и назначения изделия. При электрических инициирующих импульсах, обычно используемых в экспериментах, можно принять как ориентировочные следующие значения  $t_{\rm ИВП}$  и  $\Delta t_{\rm ИВП}$ :

- а) для электровоспламенителей  $t_{\rm ИB\Pi} \sim 10$  мкс;
- б) для ЭД  $t_{ИВП} \sim 100...1000$  мкс,  $\Delta t_{ИВП} \sim 10$  мкс;
- в) для БЭД  $t_{ИВП} \sim 0, 1...1, 0$  мкс,  $\Delta t_{ИВП} \sim 0, 1...0, 01$  мкс.

**16.1.4.** *Пульты электрического инициирования* средств детонирования и воспламенения предназначены для выдачи на боевые взрывные линии, ведущие к электродетонаторам («обычным» и «быстродействующим») или к электровоспламенителям, импульсов напряжений. Эти устройства срабатывают по команде, подаваемой вручную, нажатием соответствующей кнопки «ручного запуска» или запускаются электрическим управляющим импульсом, подаваемым на коаксиальный входной разъем. Так как пульты должны обеспечивать быстрое срабатывание БЭДов, то предусматривается генерация и вывод высоковольтного импульса (обычно до 500 В).

По принципу действия эти устройства аналогичны ранее рассмотренным нами источникам напряжения накопительного типа, в которых предварительно заряженный конденсатор разряжается на нагрузку через электронный ключ (электронный коммутатор) или даже через электроконтактный датчик. Для пультов электрического инициирования роль нагрузки играют ЭВ, ЭД, БЭД. Но для повышения помехозащищенности системы синхронизации, в которую встроен этот пульт электрического инициирования, должны быть предусмотрены меры ограничения времени действия выходного инициирующего напряжения. Эта величина должна лишь незначительно превышать период индукции взрывного превращения в электродетонаторе или электровоспламенителе. Дело в том, что после срабатывания электрического средства возбуждения взрывного процесса токоподводящие проводники механически не соприкасаются, но оказываются погруженными в облако разлетающихся продуктов взрыва и металлических фрагментов. При наличии высокого напряжения на токоподводящих проводниках происходит неконтролируемое продолжение разряда конденсатора, сопровождающееся излучением электромагнитных помех, которые могут вызвать ложное, несанкционированное срабатывание других элементов в системе синхронизации.

16.1.5. Датчики и измерители-преобразователи (в частности, являющиеся в сущности источниками питания), имеющиеся в арсенале исследователя, при проведении эксперимента могут играть не только роль. соответствующую их прямому назначению, т.е. непосредственно обеспечивать измерения определенной физической величины. Некоторые типы датчиков включают в систему синхронизации как сенсоры, с помощью которых можно определить или задать момент формирования командного электрического импульса для включения в действие некоторого элемента системы синхронизации. К числу таких датчиков относятся электроконтактные датчики и контактные генераторные датчики на основе пьезоэлементов. Например, с помощью электроконтактного датчика (и прилагаемого к нему источника питания, выполняющего функцию преобразователя), установленного при известной скорости ударника  $W_y$  на заданном расстоянии  $L_X$  порядка 1 мм от поверхности нагружения объекта, на которой расположен датчик давления, можно осуществить запуск развертки осциллографа, с требуемым временным упреждением  $L_X/W_y$  по отношению к регистрируемому импульсу давления.

Датчики вместе с измерителями-преобразователями, входящие в состав системы синхронизации, могут стать причиной снижения ее помехоустойчивости по отношению к разного рода электромагнитным импульсам, способным вызвать несанкционированное срабатывание системы регистрации исследуемого сигнала при его отсутствии. В отношении повышения помехоустойчивости системы синхронизации предпочтительным является использование низкоомных датчиков по сравнению с высокоомными датчиками. К низкоомным датчикам относят такие, как манганиновый, магнитоэлектрический, реостатный. Начальные сопротивления (при отсутствии внешних, контролируемых или измеряемых воздействий) этих датчиков не превышают десятков Ом, т.е. значений, много меньших входных сопротивлений приборов, к которым они подключены (к усилителям преобразователей, к осциллографам). Низкоомные датчики при внешних электромагнитных импульсах-помехах играют роль шунта по отношению к высокоомному входному сопротивлению прибора, к которому они подключены. К высокоомным относятся емкостной датчик и пьезодатчик, работающий в режиме регистрации напряжения. При отсутствии специальной электрической экранировки они в дополнение к своей основной функции играют негативную роль «антенн», улавливающих помехи.

Следует иметь ввиду, что электроконтактные датчики, работающие на замыкание электрической цепи источника тока, несмотря на свою «высокоомность» являются очень помехоустойчивым элементом и поэтому широко используются как сенсорные элементы в системах синхронизации.

**16.1.6.** Импульсные источники тока (напряжения) и подсветки как элементы системы синхронизации характеризуются временем эффективного действия —  $t_{\rm N}$  и длительностью переходного процесса  $t_{\rm ПЕР}$ .

В течение времени  $t_{\rm H}$  электрические источники обеспечивают внешнюю цепь с нагрузкой напряжением или током в заданных пределах, а устройства подсветки излучают поток света с интенсивностью в заданных пределах. Понятием разброса значений  $t_{\rm H}$  при разработке систем синхронизации, как правило, не пользуются. Создание и эксплуатация источников с различными значениями  $t_{\rm H}$  от десятка до нескольких сотен микросекунд является обычным делом в ходе подготовки и проведения экспериментов.

При использовании импульсных источников тока или напряжения в электрических методах измерения величина  $t_{\Pi EP}$  учитывается как характеристика длительности помех, которые возникают в момент подачи команды на запуск источника. Эти помехи либо могут вызвать сбой в работе системы синхронизации (преждевременный запуск системы регистрации процесса), либо могут исказить вид получаемых осциллограмм, если не произойдет преждевременный запуск развертки осциллографа. При слаботочных импульсных источниках, используемых для питания реостатных датчиков (максимальный ток порядка 1 A)  $t_{\Pi EP}$  достигает нескольких микросекунд. При сильноточных импульсных источниках, используемых, преобразователях для манганиновых датчиков давления  $t_{\Pi EP}$  достигает десятков микросекунд.

В течение времени  $t_{\Pi EP}$  после прихода запускающего электрического импульса сила света устройства подсветки еще не достигает характеристик, необходимых для оптической регистрации процесса. Время  $t_{\Pi EP}$  приходится учитывать при использовании канализированных взрывных подсветок и особенно подсветок с импульсными фотолампами ИФК или ИФП, так как оно может достигать для последних устройств нескольких десятков микросекунд.

**16.1.7.** *Коммутирующие устройства* систем синхронизации предназначены для включения тока в электрические цепи при получении командного импульса либо электрической, либо детонационной формы. Основными характеристиками коммутирующего устройства

как элемента системы синхронизации являются амплитуда тока  $I_{\rm max}$ , передаваемого через коммутатор, и время запаздывания амплитудного значения тока по отношению к моменту подачи на коммутатор командного управляющего импульса  $t_{3{\rm A}\Pi}$ . В некоторых случаях необходима еще одна характеристика — время нарастания тока в переднем фронте импульса, проходящем через коммутатор,  $t_{\rm HK}$ .

В экспериментах находят применение коммутирующие устройства двух типов. Устройства первого типа, названные нами электронными, изготавливаются с использование промышленно выпускаемых элементов: управляемых диодов, тиристоров, тиратронов, тригатронов, вакуумных шаровых импульсных разрядников или реле (ВИР), газодинамических искровых разрядников или реле (ГИР). Устройства второго типа действуют за счет детонации бризантных зарядов и являются элементами одноразового использования.

Типичная область применения стандартных (массового производства) управляемых диодов, тиристоров — это электронные ключи в импульсных источниках питания. В высоковольтных сильнотоковых коммутаторах используют водородные тиратроны (лампы значительных габаритов с накальным катодом), безнакальные газонаполненные тригатроны высокого давления (имеющие меньшие габариты), а также безнакальные разрядники — ВИР или ГИР.

Для того чтобы получить представление о устройстве и функционировании сильнотоковых быстродействующих коммутаторов, рассмотрим безнакальный газонаполненный разрядник, разработанный в РФЯЦ ВНИИЭФ (рис. 16.1), и коммутирующее устройство простейшего взрывного действия (рис. 16.2).

При использовании ГИР (рис. 16.1) на предварительной, подготовительной стадии эксперимента накопительная емкость  $C_H$  через зарядное сопротивление  $R_3$  заряжается до напряжения 5 кВ. До поступления



Рис. 16.1. Газонаполненный импульсный разрядник (ГИР) (*a*) и электрическая схема его включения (*б*): УЭ — управляющий электрод; К(ОЭ) — катод (общий электрод); А — анод; УИ — управляющий импульс; АСН — активное сопротивление нагрузки

управляющего импульса (УИ) на аноде «дежурит» напряжение +5 кВ, а между управляющим или поджигающим электродом (УЭ) и катодом, или общим электродом (К, или ОЭ) горит «сторожевой» разряд с ничтожным током порядка 10 мкА. Полярность этого разряда такова, что к катоду (общему электроду) с отверстием движутся положительные ионы. Но из-за высокой разности потенциалов между анодом и общим электродом, намного превышающим напряжение между управляющим электродом и общим электродом, эти ионы не могут проникнуть через отверстие и вызвать пробой промежутка между анодом и этим общим электродом (катодом). Управляющий импульс, имеющий отрицательную полярность (несколько киловольт!), переполюсовывает разряд и вызывает пробой поджигающего промежутка между управляющим электродом и катодом. При этом от управляющего электрода к катоду с отверстием (общему электроду) движутся уже электроны, которые проникают через отверстие в основной разрядный промежуток (между катодом и анодом) и инициируют его искровой пробой. В результате этого пробоя сопротивление между анодом и катодом снижается до значения около 0,1 Ом за время порядка  $10^{-8}$  с. При отсутствии влияния самоиндукции проводов электрической цепи это привело бы к скачку тока через нагрузку величиной

$$I_{\rm max} = U_{\rm C_H}/R_{\rm H},$$

где  $U_{C_{H}}$  — напряжение зарядки накопительной емкости;  $R_{H}$  — активное сопротивление нагрузки.

Разрядник, схема которого показана на рис. 16.1, *а*, имеющий диаметр 27 мм и длину 80 мм, срабатывает от управляющего импульса отрицательной полярности амплитудой 2 кВ при крутизне переднего фронта 5 кВ/мкс при  $U_{C_{\rm H}} = 2$  кВ. При  $U_{C_{\rm H}} = 5$  кВ,  $C_{\rm H} = 0, 6$  мкФ и  $R_{\rm H} = 1$  Ом разрядный ток достигает 3...5 кА при длительности импульса порядка 1 мкс.

Напряжение на управляющем электроде (отрицательной полярности), при котором происходит пробой поджигающего промежутка, изменяется от опыта к опыту на величину не более 300 В. Заметим, что в вакуумных разрядниках (ВИР) амплитуда колебания напряжения на управляющем электроде, вызывающая «поджигание» разрядника, приблизительно в 3 раза больше.

На рис. 16.2, а показана простая схема взрывного устройства, выполняющего функции коммутатора, аналогичные для приборов ГИР и ВИР. Коммутируемые электроды сделаны из алюминиевых пластин, между которыми с помощью изолятора создается зазор, заполненный атмосферным воздухом. Толщина зазора  $\delta_3$  равна толщине изоляции  $\delta_{\rm H}$ . Во избежание преждевременного электрического пробоя плоские поверхности ударника и мишени, обращенные друг к другу, полируют для устранения микрозаострений, на которых повышается напряженность электрического поля. В результате детонации заряда BB (его предпочитают делать из слоев листового BB или пластичного BB), воз-



Рис. 16.2. Схема простейшего коммутатора взрывного действия: БЭД — быстродействующий электродетонатор; ВВ — заряд бризантного ВВ; У — электрод ударник; И — изолятор; М — электрод-мишень; З — зазор; 1 и 2 — последовательные положения фронта детонационной волны

буждаемой быстродействующим электродетонатором (БЭД), свободная поверхность ударника движется к мишени, и при определенном сближении поверхностей ударника и мишени происходит пробой уменьшенного зазора, т.е. коммутация двух электродов.

Сделаем простейшую оценку времени запаздывания коммутатора  $t_{3A\Pi}$ , т.е. оценку времени между моментом подачи электрического импульса инициирования БЭДа и моментом пробоя зазора между электродами. Для этого сделаем упрощающие допущения. Будем считать, что пробой наступает в момент контакта поверхностей ударника и мишени (влиянием ионизации воздуха ударной волной пренебрегаем). Тогда для времени запаздывания получим

$$t_{3A\Pi} = t_{\text{ИВ\Pi}} + H/D_{\text{ЧЖ}} + \delta_{\text{И}}/W,$$

где  $D_{\Psi W}$  — скорость детонации BB, W — средняя скорость движения свободной поверхности ударника до соприкосновения ее с мишенью.

Для того чтобы оценить порядок значения W, пренебрежем затуханием ударной волны в мишени при пробеге от границы раздела с BB до свободной поверхности. При нахождении массовой скорости материала ударника за фронтом ударной волны u, которая равна половине W, будем считать, что в течение времени двойного волнопробега по толщине ударника  $\sim 2\delta_{\rm y}/c_{\rm y}~(c_{\rm y}-{\rm скорость}$  звука в ударнике) давление в продуктах детонации на поверхности ударника равно по порядку давлению на поверхности Чепмена-Жуге  $p_{\rm 4} = \rho_0 D_{\rm 4}^2/4~(\rho_0 - {\rm начальная})$  плотность BB). Так как W = 2u, а массовая скорость за фронтом ударной волны, движущейся (по упрощающему предположению) со скоростью, близкой к скорости звука, связана с давлением соотношением  $P \approx \rho_{0y} c_y u$ , то получим

$$W = \frac{D_{\mathrm{Y}\mathrm{K}}}{2} \frac{\rho_0}{\rho_{0\mathrm{y}}} \frac{D_{\mathrm{Y}\mathrm{K}}}{c_{\mathrm{y}}},$$

где  $\rho_{0y}$  — начальная плотность материала ударника.



Рис. 16.3. Схема устройства коммутатора для электрической фиксации момента начала детонирования заряда бризантного ВВ: 1 — электродетонатор «промышленного» назначения (например, ЭД-8); 2 — верхняя металлическая фольга; 3 — тонкая гибкая изолирующая лента; 4 — нижняя металлическая фольга; 5 — заряд бризантного ВВ; 6 — коаксиальный кабель

Свободная поверхность ударника может пройти со скоростью W расстояние  $\delta^* = W 2 \delta_y / c_y$ . Если начальную толщину зазора взять не более, чем  $\delta^*$  (а лучше меньше, чем  $\delta^*$ ), то получим

$$t_{3\mathrm{A}\Pi} = t_{\mathrm{H}\mathrm{B}\Pi} + \frac{H}{D_{\mathrm{Y}\mathrm{K}}} + 2\frac{\delta_{\mathrm{H}}}{D} \left(\frac{\rho_{\mathrm{0}\mathrm{y}}}{\rho_{\mathrm{0}}} \frac{c_{\mathrm{y}}}{D_{\mathrm{Y}\mathrm{K}}}\right).$$

Выражение в скобках приблизительно равно единице. Упрощающие предположения тем лучше соответствуют действительности, чем больше высота заряда ВВ превосходит толщину ударника и величину зазора между ударником и мишенью. Поэтому в действительности третьим слагаемым можно пренебречь по сравнению с величиной  $H/D_{\rm ЧЖ}$ . Тогда

$$t_{3A\Pi} = t_{\text{ИВ\Pi}} + H/D_{\text{ЧЖ}}.$$

При H = 10...20 мм значение  $H/D_{\rm ЧЖ}$  равно ориентировочно 1...2 мкс. При напряжениях инициирования БЭД около 500 В (для взрывного коммутатора это является напряжением командного управляющего импульса)  $t_{\rm ИB\Pi} \sim 0.1$  мкс, а следовательно,  $t_{\rm 3A\Pi} \sim H/D_{\rm ЧЖ} \sim 1$  мкс.

Электрические коммутаторы взрывного действия используются не только для пропускания импульсов тока с амплитудой в несколько килоампер, но и как датчики, позволяющие очень простым и удобным образом электрически зафиксировать момент появления в заряде ВВ нагружающего устройства детонационной волны при инициировании ее электродетонатором с очень большим временем срабатывания и его большим разбросом (рис. 16.3). Коммутатор, показанный на этом рисунке, выполняется из двух узких полосок металлической мягкой фольги, наклеиваемой с двух сторон на бумажную полоску. Полоски фольги присоединяются к кабелю, идущему к остальным элементами системы синхронизации. Трехслойную полоску коммутатора легким нажатием ЭД вдавливают в гнездо заряда ВВ, как это показано на рисунке. Прохождение детонационного импульса от ЭД к инициируемому заряду ВВ неизбежно сопровождается электрическим пробоем и разрядом между фольгами с запаздыванием порядка 0,1 мкс, если на них подано напряжение около 100 В.

**16.1.8.** *Устройства задержки сигналов или импульсов* предназначены для генерации на выходе сигнала или импульса либо электрической, либо детонационной формы, задержанного на заранее заданное время *t*<sub>ЗАЛ</sub> по отношению к импульсу, поданному на их вход.

Первые устройства задержки представляли собой коаксиальные кабели, длина которых  $l_{\rm K}$  принималась в соответствии с требуемым временем задержки электрического импульса, распространяющегося по ним со скоростью  $C_{\rm K} = {\rm const:}$ 

$$t_{3A\Pi} = \Delta t_{\rm K} = l_{\rm K}/C_{\rm K}.$$

Из анализа перемещения волны электрического напряжения по коаксиальному кабелю, между проводниками которого находится изоляция с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{\rm K}$ , следует, что скорость сигнала связана со скоростью света в вакууме  $C_{\rm BAK}$ :

$$C_{\rm K} = C_{\rm BAK} / \sqrt{\varepsilon_{\rm K}}$$
.

У полиэтилена, одного из лучших изоляторов для кабелей  $\varepsilon_{\rm K} = 2,28$ . Поэтому у коаксиальных кабелей с этим изолятором  $C_{\rm K} \sim 2/3 \, C_{\rm BAK} \sim 200\,000\,$  мм/мкс. Следует иметь ввиду, что временной профиль сигнала по мере распространения его вдоль кабеля существенно деформируется (происходит «растяжение» по времени и снижение амплитуды).

При современном уровне технологий изготовления зарядов ВВ в виде листов, лент, полос, волокон в некоторых случаях при необходимости задержек выходных электрических или детонационных импульсов на десятки микросекунд (иногда на сотни микросекунд) бывает удобнее использовать в качестве устройств задержки детонационные трансляторы, по которым фронт детонации распространяется с заданной скоростью  $D_{\rm ЧЖ}$ . Задержка в прохождении сигнала по транслятору длиной  $l_{\rm ТРАН}$  определена равенством

$$t_{3AJ} = t_{TPAH} = l_{TPAH}/D_{YW}.$$

Для того чтобы уменьшить разброс величины  $(t_{\text{ТРАН}} - \Delta t_{\text{ТРАH}})$  за счет возможного непостоянства скорости детонации D (или  $D_{\text{ЧЖ}}$ ), для трансляторов используют BB с очень малым критическим диаметром (вернее, с малой критической толщиной слоя, в котором может распространяться детонация), а заряды делают с поперечными размерами в несколько раз большими критических значений. Во избежание влияния отклонений в распространении фронта детонации от принципа Гюйгенса и принципов геометрической оптики при монтаже и раскладке детонационных трансляторов избегают резких изгибов детонационных трансляторов и детонации. Также принимают меры для предотвращения сильных ударно-волновых воздействий на участки трансляторов, выполненных в форме петель или винтовых линий, так как эти воздействия могут привести к неконтролируемым изменениям скорости детонации или ее обрыву (пре-

кращению). Используя для детонационных трансляторов листовые BB на основе тонкодисперсного TЭHa с 15% связующего (силиконового каучука или даже полиизобутиленового) нетрудно изготовить линии задержки детонационного импульса на десятки микросекунд, характеризуемые разбросом времени задержки  $\Delta t_{\rm TPAH}$  порядка 0,1 мкс. По соображениям повышения стабильности скорости детонации вдоль траектории ее распространения при реально существующих неоднородностях распределения массового содержания связующего предпочтительным является использования «цементирующих» компонентов с большой скоростью звука. Известны промышленные технологии изготовления детонационных трансляторов в виде металлических трубочек с внутренним диаметром около 0,1 мм, заполненных смесью тонкодисперсного ТЭНа с полимеризуемым силиконовым каучуком.

На рис. 16.4 показан пример использования детонационных трансляторов для получения линий задержки в экспериментах по исследованию генерации микроповрежденности структуры исследуемого заряда и влияния ее на детонационную способность заряда. Эксперимент, схема которого показана на рисунке, проводится для того, чтобы зарегистрировать закон изменения давления в плоскости A-A, в которой к исследуемому заряду подводится детонационный зондирующий импульс, возбуждающий детонацию заряда, если воздействия со стороны нагружающего устройства и оболочки заряда произвели достаточные



Рис. 16.4. Функциональная схема эксперимента (или схема системы синхронизации) с задержкой сигналов детонационными трансляторами: ЭД — электродетонатор промышленного назначения типа ЭД-8; НУ — нагружающее устройство; ИЗ — исследуемый заряд; ОБ — оболочка заряда ВВ; Д — углеродистый датчик давления; ИП — измерительно-преобразовательные элементы с постоянно действующим, не импульсным источником тока; ОСЦ — осциллограф; ДТ<sub>К</sub> — детонационный транслятор коммутатора тока; ДТ<sub>ГЗИ</sub> — детонационный транслятор генератора зондирующего импульса; К — электроды коммутатора

повреждения микроструктуры заряда. Здесь же регистрируется и ответная реакция заряда на этот импульс. Знание закона изменения давления позволяет тестировать математические модели зарождения и развития поврежденности структуры зарядов ВВ и влияния ее на чувствительность BB.

Этот закон или зависимость давления от времени регистрируется с помощью датчика давления и измерителя-преобразователя, превращающего изменение состояния датчика в соответствующий импульс напряжения U(t), который подается на вход «У» осциллографа. Чтобы этот импульс U(t) отобразился на экране осциллографа, необходимо с некоторым упреждением  $\Delta t_X$  запустить развертку записывающего луча осциллографа в горизонтальном направлении «Х» Тогда запись U(t) появится несколько правее левого края экрана, приблизительно так, как на рис. 16.5.

Для того чтобы оценить, какую длину  $l_{\rm K}$  должен иметь детонационный транслятор  ${\rm ДT}_{\rm K}$ , чтобы обеспечить достижения этого упреждения  $\Delta t_{\rm X}$ , примем за начало отсчета времени момент, в который детонация от электродетонатора прибежит в точку ветвления «О» (рис. 16.4).

От этой точки одна волна пойдет в направлении пути длиной  $l_{AA}$ . Сначала она «пройдет» по плосковолновому генератору и нагружающему заряду нагружающего устройства, затем уже в виде ударной волны пройдет ослабитель, после чего ударная волна, пройдя по исследуемому заряду, достигнет датчика давления Д, расположенного в плоскости A-A.



Рис. 16.5. Функциональная схема эксперимента (или схема системы синхронизации) с использованием стандартного генератора импульсов: ИЭИ — инициирующий электрический импульс; БЭД — быстродействующий электродетонатор; НУ — нагружающее устройство непосредственного взрывного действия; ИЗ — исследуемый заряд; Д — датчик давления; ОН — устройство ослабления напряжения сигнала; ГИ — стандартный генератор импульсов; ОСЦ — осциллограф; ИП — измерительно-преобразовательные элементы без импульсных источников тока Другая волна пойдет по детонационному транслятору  $\mbox{Д}T_{\Gamma_{3U}}$ . Этот транслятор  $\mbox{Д}T_{\Gamma_{3U}}$ , между точкой «О» и генератором зондирующих импульсов из детонационного усилителя транслятора является устройством задержки с выходом и входом импульсов, которые имеют детонационную природу, или детонационной линией задержки (рис. 16.4). В эксперименте, схема которого показана на этом рисунке, указанный транслятор нужен для того, чтобы зондирующий детонационный импульс «вошел» в исследуемый заряд в плоскости A-A спустя некоторое время после начала и развития поврежденности в структуре заряда за фронтом ударно-волнового импульса, регистрируемого в контрольной плоскости A-A.

Обозначим суммарное время пробега от точки О до плоскости A-A (датчика Д) последовательных детонационной, а за ней ударных волн и, следовательно, время до появления фронта сигнала U(t) как  $t_{AA}$ .

Третья волна, побежавшая по транслятору ДТ<sub>к</sub>, через время  $t_{3AД} = t_{\rm K} = l_{\rm K}/D_{\rm YK}$  достигнет электродов коммутатора взрывного действия, срабатывание которого (через время  $t_{3A\Pi}$ ) приведет к появлению (из-за разрядки конденсатора) электрического импульса. Время появления этого импульса, подаваемого на запуск развертки осциллографа (отсчитываемое от момента выхода детонационной волны из точки «О»), равно  $t_{\rm X}^* = l_{\rm K}/D_{\rm YK} + t_{3A\Pi}$ . Это время должно быть на  $\Delta t_{\rm X}$  меньше, чем  $t_{\rm AA}$ . Отсюда получаем:  $l_{\rm K} = D_{\rm YK}(t_{\rm AA} - \Delta t_{\rm X} - t_{3A\Pi}); t_{3A\Pi} \ll t_{\rm AA} - \Delta t_{\rm X}$ . Длина транслятора  $l_{\rm K}$  включает длину усилителя детонационного импульса, имеющего вид утолщения на его конце.

Совокупность элементов, включающая в себя детонационный транслятор, коммутатор взрывного действии с зарядом усилителя детонационного импульса от транслятора и источник питания с накопительной емкостью C, является устройством задержки, у которого на вход подается детонационный импульс и на выходе появляется электрический импульс.

Если электродетонатор ЭД, разброс времени которого  $t_{\rm ИВП} \sim 10$  мкс, заменить на БЭД, разброс времени срабатывания которого всего 0,1 мкс при входном напряжении около 500 В, и между этим БЭДом и точкой «О» поместить электроды, аналогичные коммутатору «К», и подключить их к электрической схеме генерации импульса, повторяющей схему в верхней части рисунка, то можно получить уже устройство, являющееся своеобразным детонационным генератором электрических импульсов. Это устройство под действием входного запускающего импульса амплитудой около 500 В генерирует также электрические импульсы: первый — так называемый синхроимпульс от срабатывания первого коммутатора под БЭДом, и второй — с задержкой, которая задается длиной детонационнго траслятора ДТ<sub>К</sub>.

При наличии ограничений в номенклатуре ВВ и условий обращения с ними современные системы синхронизации при проведении экспериментов в области физики и техники взрыва и удара часто формируют с использованием в качестве устройств задержек сигналов промышленно изготавливаемых стандартных электронных генераторов импульсов. При этом задерживаемый импульс подается на вход стандартного генератора импульсов как запускающий сигнал, а в качестве задержанного на заданное время сигнала выступает импульс на одном из выходных каналов, на которые подаются генерируемые этим прибором сигналы. Задержка этого импульса  $t_{\Gamma N}$  задается относительно синхроимпульса, который появляется с неконтролируемой, но очень малой задержкой относительно входного импульса, запускающего генератор сигналов. Задержка появления синхроимпульса неизмеримо меньше, чем точность, с которой задается задержка импульса на одном из выходных каналов относительно синхроимпульса.

На рис. 16.5 показана схема системы синхронизации с использованием стандартного генератора импульсов в качестве устройства задержки сигналов. Приведен пример для эксперимента с более простой целью (по сравнению с той, что отображена на рис. 16.4), которая заключается только в измерении давления в исследуемом заряде в плоскости А-А. При этом предполагается, что используется датчик давления генераторного типа, для которого не нужен измеритель-преобразователь с импульсным источником тока. Для упрощения схемы системы синхронизации для инициирования детонации в устройстве нагружения используется БЭД с временем срабатывания порядка 0,1 мкс при напряжении инициирующего электрического импульса около 500 В. Так как напряжение входных сигналов для электронных приборов не должно превышать определенного порогового уровня (он указан в паспорте для каждого прибора), то перед «входом» генератора импульсов установлено устройство ослабления напряжения (ОН). Для того чтобы получить осциллограмму, условно показанную на изображении экрана осциллографа, необходимо установить время задержки  $t_{\Gamma U}$  на генераторе импульсов равным  $t_{\Gamma U} = t_{AA} - \Delta t_X$ .

16.2. Примеры функциональных схем экспериментов (систем синхронизации). Построение схемы системы синхронизации существенно зависит от соотношения длительности периода регистрации процесса  $t_{\text{PEF}}$ , задержки  $t_t$  — появления исследуемой стадии процесса относительно момента генерации электрического импульса пультом электрического инициирования электродетонатора или электровоспламенителя (иначе называемого боевым блоком подрыва), и значения разброса этой задержки  $\Delta t_t$ . Набор элементов в схеме системы синхронизации и их соединение существенно зависит от длительности периода выхода на номинальный режим работы импульсных подсветок —  $t_{\text{ПЕP}}$ .

Чем детальнее мы хотим исследовать некоторый процесс, тем большую скорость развертки при регистрации его осциллографом или съемочной камерой мы вынуждены использовать, и тем короче получается длительность регистрации  $t_{\rm PEF}$ . Значение величины разброса  $\Delta t_t$  складывается из разбросов: времени срабатывания нагружающего устройства  $\Delta t_{\rm HAF}$ , времени срабатывания электрических средств инициирования взрывных процессов  $\Delta t_{\rm ИBH}$ , а также времени задержки появления сигнала с датчика или измерителя-преобразователя относительно момента появления давления на поверхности нагружения объекта.

Наиболее сложными становятся системы синхронизации, если в эксперименте используются элементы с большими значениями  $t_{\Pi EP}$  или когда  $t_{\Pi EP}$  относительно не велико, но  $\Delta t_t \ge t_{P E \Gamma}$ . Рассмотрим примеры возможных вариантов относительно «сложных» схем.

16.2.1. Вариант схемы электрического метода регистрации с большим временем переходных процессов источников питания и малым разбросом времени появления исследуемой стадии процесса. Рассмотрим вариант схемы с большим значением времени переходных процессов источников питания  $t_{\Pi EP}$  и малым разбросом времени появления исследуемой стадии процесса  $\Delta t_t$  относительно времени регистрации процесса. На рис. 16.6 показаны схема системы синхронизации и последовательность функционирования элементов системы для эксперимента с регистрацией зависимости от времени давления на поверхности заряда ВВ, инициируемого ударной волной. Ударная волна создается с помощью устройства непосредственного взрывного нагружения. Если для инициирования детонации в этом нагружающем устройстве использовать не ЭД, а БЭД, как это изображено на схеме, то система нагружения будет характеризоваться минимально возможным значением  $\Delta t_t$  в несколько десятых долей микросекунды. При этом условие  $\Delta t_t < t_{\rm PEC}$  будет выполняться при достаточно больших скоростях развертки, например, 0,2 мкс/деление. Если бы можно было измерять давление с помощью генераторного датчика (например, пьезоэлектрического датчика), который функционирует без импульсных источников питания, то надлежащее согласование во времени моментов появления информационного сигнала с датчика давления и запуска развертки записывающего луча на осциллографе можно было бы осуществить простым образом, как на рис. 16.5. Было бы достаточно подать на вход Х осциллографа запускающий импульс, задержанный на заранее заданное время относительно момента подачи импульса на БЭД.

Но по условию нашего примера для регистрации процесса используется манганиновый датчик, который изменяет свое сопротивление под действием давления. Для того, чтобы изменение сопротивления отобразилось в виде изменения напряжения, которое только и может зарегистрировать осциллограф, датчик давления подключается к блоку измерителя-преобразователя. Этот измеритель-преобразователь содержит импульсный источник, который пропускает импульс постоянного тока силой около 10 А и длительностью около 100 мкс через электрическую схему с манганиновым датчиком, в результате чего появляется импульс напряжения, передаваемый на вход Y осциллографа и отражающий



Рис. 16.6. Функциональная схема эксперимента (или схема системы синхронизации) при измерении давления манганиновым датчиком (с импульсным источником тока) и применении устройства нагружения непосредственного взрывного действия: БЭД — быстродействующий электрогенератор; ПЭИВП пульт электрического инициирования взрывного процесса; ОСЦ — осциллограф; ИПМД — измеритель-преобразователь манганинового датчика (источник питания манганинового датчика); НУ — нагружающее устройство; МД манганиновый датчик; ИО — исследуемый объект; ГИ1 и ГИ2 — стандартные генераторы импульсов

изменение сопротивления датчика и действующего на него давления. Импульсный источник тока измерителя-преобразователя включается в действие командным запускающим импульсом. Элементы электрической схемы импульсного источника с электрическим ключом для его запуска таковы, что появлению постоянного тока с заданной силой предшествует переходный процесс длительностью  $\Delta t_{пЕР}$  до десятков микросекунд. В течение этого периода появляются помехи, исключающие возможность надежного и точного функционирования элементов измерительной системы. Эта особенность измерительной системы с сильноточным источником делает необходимым начать функционирования системы синхронизации с запуска источника питания в измерителе-преобразователе манганинового датчика и создать условия для появления давления на датчике по окончанию этого переходного процесса в источнике тока. Система синхронизации, изображенная на рис. 16.6, реализует это условие и работает следующим образом.

Нажатие кнопки «Ручной запуск» (РЗ) на генераторе импульсов ГИ1 приводит к появлению на его выходе импульсов первого канала (IK) и второго канала (IIK) с интервалом времени t<sub>ГИ1</sub>, который задается большим, чем длительность переходного процесса в импульсном источнике питания  $t_{\Pi EP}$ . Выходным импульсом с первого канала запускается импульсный источник питания манганинового датчика (ИПМД), а импульсом со второго канала вызывается срабатывание пульта электрического инициирования взрывного процесса (ПЭИВП), который с ничтожной задержкой  $\tau^*$  подает высоковольтный импульс на БЭД. Через строго воспроизводимое от опыта к опыту время t<sub>t</sub> после подачи напряжения на БЭД (это свойственно устройствам непосредственно взрывного нагружения, которые приводятся в действие БЭДами) манганиновый датчик подвергается импульсу давления. Этот импульс появляется заведомо после завершения переходного процесса в источнике питания манганинового датчика независимо от того, на какое значение t<sub>t</sub> настроены параметры нагружающего устройства. Одновременно с запуском ПЭИВП импульс со второго канала генератора импульсов ГИ1 подается на запуск второго генератора импульсов ГИ2 — этот прибор может быть одноканальным. Прибор ГИ2 настроен на выдачу сигнала для запуска развертки осциллографа с такой задержкой  $t_{\Gamma N2}$ , чтобы передний фронт импульса давления на датчик, а значит и фронт сигнала на входе У осциллографа) пришелся на стадию уже начавшейся развертки изображения сигнала на осциллографе. В практике экспериментальных работ настроечное значение  $t_{\Gamma M2}$  часто уточняют, а иногда и подбирают путем проб и ошибок, используя при этом менее ценные имитаторы исследуемых образцов.

16.2.2. Вариант схемы оптического метода регистрации с большим временем переходных процессов источников подсветки и большим разбросом времени появления исследуемой стадии процесса. Рассмотрим вариант схемы системы синхронизации

при больших значениях времени переходного процесса источника подсветки  $t_{\Pi EP}$  и разброса времени появления исследуемой стадии процесса  $\Delta t_t$ , не превышающего, однако, время регистрации процесса  $t_{P E \Gamma}$ . На рис. 16.7 показана схема системы синхронизации (другими словами — функциональная схема эксперимента) и последовательность работы ее элементов при оптической регистрации с помощью съемочной камеры типа ВФУ-1 или СФР динамики расширения оболочки исследуемого заряда, возникающего вследствие реакции ВВ на ударно-волновой начальный импульс. При разработке эксперимента предполагается, что по задержке начала расширения оболочки после входа в заряд ударной волны и по особенностям динамики расширения оболочки, хотя бы в течение  $t_{\Pi P} = 10$  мкс, можно получить информацию об особенностях протекания процесса разложения ВВ. Система синхронизации, как всегда, создается с учетом особенностей работы ее основных элементов.

Экспериментальная сборка состоит из нагружающего взрывного устройства (с подсоединенным к нему БЭДом), включающего в себя активный заряд ВВ и ослабитель ударной волны, и из исследуемого заряда ВВ в металлической оболочке. Ее особенность следующая. После инициирования БЭДа высоковольтным импульсом ударно-волновое воздействие на исследуемый заряд ВВ возникает с задержкой 5...15 мкс в зависимости от толщины ослабителя, которым исследователь регулирует начальную интенсивность ударной волны, входящей в пассивный заряд. Заметное расширение оболочки заряда ВВ, отражающее достаточно большую интенсивность его разложения, может начаться через 5...50 мкс после приложения к исследуемому пассивному заряду ВВ в оболочке фиксированного начального импульса. Следовательно, регистрируемое явление может появиться после подачи на БЭД электрического высоковольтного импульса через 10...65 мкс, т. е. схема синхронизации должна работать при  $\Delta t_t = 55$  мкс.

Съемочная камера, а точнее говоря, съемочная камера в комплекте с ее пультом управления, является аналогом достаточно подробно рассмотренного нами ранее прибора СФР. Изображение объекта съемки при открытом затворе камеры с помощью непрерывно вращающегося зеркала прибора, находящегося в режиме съемки, может перемещаться по рабочей части пленки ограниченное время  $t_{\rm PEF}$ . Рабочая часть фотопленки, т.е. доступная для попадания на нее изображения, показана на изображении съемочной камеры в виде четверти окружности. Прибор во время эксперимента работает с заранее назначенной скоростью вращения зеркала, соответствующей времени пробега изображения объекта по рабочей части фотопленки  $t_{\rm PEF}$ . Характеристика ожидаемого регистрируемого процесса взрыва исследуемого заряда BB  $\Delta t_t = 55$  мкс такова, что не возникает трудностей в задании нужной скорости вращения зеркала и, соответственно, скорости развертки  $V_P$ , при которой  $\Delta t_t + t_{\rm ПP} < t_{\rm PEF}$ .



Рис. 16.7. Функциональная схема эксперимента (или схема системы синхронизации) при съемке камерой типа СФР или ВФУ с использованием импульсной подсветки лампой ИФК: ПЭИВП — пульт электрического инициирования взрывных процессов; БЭД — быстродействующий электродетонатор; УН — устройство нагружения непосредственного взрывного действия; ОБ — оболочка заряда ВВ; ИЗ — исследуемый заряд ВВ; Э — экран, замедляющий затекание продуктов взрыва нагружающего заряда в поле съемки оболочки заряда; ИФК — импульсная газоразрядная лампа; ПЗ — параболическое зеркало; СК — съемочная камера; ПУ — пульт управления съемочной камерой; ГИ — стандартный генератор импульсов; ГЭП — генератор электронной подсветки

Если регистрируемый процесс был бы самосветящимся (например, надо было бы зафиксировать вспышку нагружаемого исследуемого заряда без оболочки), то решение задачи синхронизации достигалось бы сравнительно просто. В этом случае система синхронизации функционирует следующим образом. Съемочная камера вместе с пультом управления вырабатывает и подает импульс на инициирование БЭДа на экспериментальной сборке таким образом, что за время  $t_t$  зеркало поворачивается в положение, при котором оно направляет изображение объекта сдвинутым на величину немного больше, чем  $V_P \Delta t_t$ , относительно начала пленки (как это показано на изображении съемочной камеры). «Способности» съемочного прибора «назначать» нужный момент выдачи инициирующего импульса на БЭД служат магнитная метка на вращающемся зеркале и катушка электромагнитного датчика, под которой периодически пробегает эта магнитная метка (на схеме съемочной камеры катушка изображена темной точкой). Эту катушку можно заранее перемещать вокруг оси вращения зеркала, затем фиксировать и тем самым «назначать» момент времени, в который электронный блок в пульте управления съемочной камерой генерирует и выдает управляющий импульс, с помощью которого задействуется система инициирования БЭДа. Управляющий импульс, генерируемый с помощью катушки электромагнитного датчика, естественно упреждает момент появления изображения объекта на начальной части рабочего участка фотопленки на величину, которую мы обозначим как tупр.

Но так как при регистрации несамосветящегося объекта мы вынуждены использовать импульсную подсветку, функционирование которой должно быть согласовано с ожидаемыми временными характеристиками появления процесса  $t_t$  и  $\Delta t_t$  и периодом регистрации  $t_{\text{РЕГ}}$ , то требуется более сложная система синхронизации по сравнению с экспериментом с самосветящимся процессом в исследуемом заряде. Алгоритм системы синхронизации, изображенной на рис. 16.7, учитывает особенность функционирования источника света.

Устройство подсветки, включающее в себя генератор напряжения электронной подсветки и импульсную газоразрядную лампу ИФК, отличается неравномерностью ее свечения во времени. В течение первых 30...40 мкс действия подсветки происходит «разгорание» лампы, затем в течение ориентировочно нескольких сотен микросекунд яркость источника приблизительно постоянна, после чего происходит погасание источника. Экспонирование светочувствительного материала для получения фоторегистрации высокого качества, необходимого для анализа результата эксперимента, может быть осуществлено только на стадии равномерного свечения лампы. Поэтому необходимо начать регистрацию объекта на рабочей части пленки лишь после завершения переходного периода «разгорания» лампы длительностью  $t_{\Pi EP} = 40$  мкс.

Система синхронизации, удовлетворяющая требованиям необходимости учета отмеченных особенностей ее элементов, работает следующим образом. После ручного запуска пульта управления и выхода съемочной камеры на режим работы с заданной скоростью вращения зеркала происходит открытие светового затвора камеры. Если затвор открылся, то пульт управления съемочной камерой ВФУ при получении электрического импульса от катушки электромагнитного датчика в момент прохождения под ней магнитной метки вращающегося зеркала генерирует импульс отрицательной полярности (-100 В), который подается на запуск двухканального генератора импульсов. Пульт управления СФР, в отличие от ВФУ, для получения возможности подачи подобного управляющего импульса подвергается достаточно простой модернизации. Генератор импульсов вырабатывает два выходных импульса. Импульс с первого канала ІК подается на генератор напряжения электронной подсветки (ГЭП), который в свою очередь инициирует «поджигание» лампы ИФК, в результате чего начинается период нарастания интенсивности ее свечения до необходимого уровня, который обеспечивает высокое качество фоторегистрации. Этот переходной период длится  $t_{\Pi FP}$ .

Значение времени  $t_{\rm YПP}$  между моментом прохождения магнитной метки на зеркале под катушкой и моментом, в который зеркало направляет отражаемое им изображение экспериментальной сборки на начало рабочей части кинопленки, определяется положением катушки. Необходимое положение катушки подбирается и фиксируется экспериментатором. Как показано на рис. 16.7, должно выполняться соотношение  $t_{\rm YПP} \ge t_{\rm ПЕP}$ , а  $t_{\rm FN}$  при этом должно лишь немного превышать  $t_{\rm YПP}$ . Экспериментатор находит нужное положение катушки на стадии подготовки к зачетному опыту. При этом высоковольтный инициирующий импульс с ПЭИВП подается не на БЭД для инициирования детонации, а на искровой разрядник, который под действием этого импульса генерирует яркую искру, проецируемую с помощью вращающегося зеркала на кинопленку. Оператор, периодически вызывая появление искры на разряднике, перемещает катушку вокруг оси вращения зеркала до тех пор, пока не увидит изображение искры в нужной части кинопленки.

Импульс со второго канала IIK с задержкой  $t_{\Gamma N}$  относительно импульса первого канала, которая превышает величину  $t_{\Pi EP}$ , равную 40 мкс, подается на вход генератора электрического импульса инициирования взрывного процесса (ГЭИВП), который с ничтожной задержкой выдает на БЭД высоковольтный инициирующий импульс. С задержкой в 10...65 мкс относительно момента возникновения переднего фронта высоковольтного импульса, который инициирует БЭД, по условию нашего примера начнется или может начаться расширение оболочки заряда продуктами развивающегося взрывного превращения. При этом оболочка заряда освещается уже стабильно действующим источником яркого света и проецируется на начальной части рабочего участка кинопленки. Это значит, что схема системы синхронизации обеспечивает выполнение необходимых условий регистрации расширения оболочки во времени.

16.2.3. Вариант схемы электрического метода регистрации с большим разбросом времени появления исследуемой стадии процесса. Рассмотрим вариант схемы при разбросе времени появления исследуемой стадии процесса  $\Delta t_t$ , превышающем время регистрации процесса  $t_{\text{PEF}}$ .

На рис. 16.8 показана схема системы синхронизации и последовательность работы ее элементов для эксперимента, в котором с большой скоростью развертки регистрируется динамика давления на поверхности образца исследуемого заряда ВВ, инициируемого начальным импульсом от удара цилиндрическим ударником, метаемым из ствольного нагружающего устройства. Применение такого устройства нагружения вызвано необходимостью получения начального импульса с постоянным уровнем давления за фронтом ударной волны при соблюдении условия непревышения углом между торцами соударяющихся тел значения, равного пяти угловым минутам. При этом время от инициирования БЭДа до появления импульса давления в плоскости расположения манганинового датчика давления  $t_t$  в зависимости от задаваемой скорости ударника может быть различным: от 200 до 800 мкс. Указанный диапазон обусловлен, в основном, необходимостью реализации в экспериментах различных давлений начальных импульсов. В каждом эксперименте следует ожидать отклонения tt от номинального значения, принадлежащего указанному диапазону. Ширина интервала, накрывающего значения t<sub>t</sub>, которые могут быть реализованы в эксперименте с заданным номинальным значением этой величины, и обозначенная нами как  $\Delta t_t$ , равна не более чем 40 мкс.

По соображениям требуемой детальности анализа полученных в опыте осциллограмм время регистрации процесса, т.е. время развертки  $t_{\rm PE\Gamma}$  должно быть равным ориентировочно 5 мкс. Применяемый при этом импульсный источник тока в измерителе-преобразователе манганинового датчика (ИПМГ) характеризуется следующими величинами: длительностью стадии постоянного тока  $t_{\rm ИСT}$ , равной 200 мкс; переходным процессом длительностью  $t_{\rm ПЕР} \leqslant 50$  мкс.

Если  $\Delta t_t > t_{\rm PEF}$  или значения этих величин недопустимо близки, то проще всего сделать систему синхронизации такой, чтобы момент запуска развертки осциллографа задавался относительно момента прохождения фронта ударной волны через торцевую поверхность экспериментальной сборки, в которой расположен датчик давления. Естественно, эта поверхность должна лежать перед этим датчиком и желательно на небольшом расстоянии, чтобы разброс времени прохождения ударной волной пути от этой контрольной «опорной» поверхности до датчика давления был как можно меньше, несмотря на различия в скорости ударных волн. В нашей схеме эксперимента в качестве такой «опорной» поверхности для формирования «точки отсчета» времени взят торец корпуса сборки с исследуемым ВВ и манганиновым датчиком давления, на который налетает цилиндрический ударник. Для фиксации этого момента используется электроконтактный датчик «ЭКД» в виде скрут-



Рис. 16.8. Функциональная схема эксперимента (или схема системы синхронизации) при измерении давления датчиком с импульсным источником тока и устройстве нагружения взрывным метанием ударника в ствольной установке: ПЭИВП — пульт электрического инициирования взрывных процессов; БЭД — быстродействующий электродетонатор; ДТ — детонационный транслятор; МЗ — метательный заряд низкоплотного ВВ на основе гексогена; У — ударник; С — ствол; ЭКД — электроконтактный датчик в виде скрутки проводов; ИНЭКД — источник напряжения электроконтактного датчика; ВВ — исследуемый заряд ВВ в виде тонкого диска между таблетками фторопласта; МД — манганиновый датчик; ИПМД — измеритель-преобразователь манганинового датчика (источник питания манганинового датчика); ГИ1 и ГИ2 — стандартные генераторы импульсов

ки двух медных проводов в лаковой изоляции толщиной около 0,1 мм. Датчик наклеивается поближе к периметру торца корпуса сборки, чтобы не искажать начальный импульс. Разброс времени срабатывания таких электроконтактных датчиков, даже изготовленных двумя разными, но квалифицированными экспериментаторами, не превышает 0,2 мкс. Таким значением в случае нашего примера можно пренебречь.

Система синхронизации, изображенная на рис. 16.8, работает следующим образом. Нажатием кнопки ручного запуска на передней панели запускается генератор импульсов ГИ1. Синхроимпульс (СИ) с ГИ1 подается на вход пульта электрического инициирования взрывного процесса (ПЭИВП), который с пренебрежимо малой задержкой  $\tau^*$  выдает высоковольтный импульс на инициирование БЭДа. Импульс с первого канал ГИ1, задержанный на время  $t_{\Gamma И 1}$  относительно синхроимпульса, запускает импульсный источник тока в блоке измерителя-преобразователя манганинового датчика (ИПМГ) для питания датчика. Задержка  $t_{\Gamma И 1}$  на ГИ1 устанавливается такой, чтобы выполнялись условия:

 $\left\{ \begin{array}{ll} t_{\Gamma \mathrm{M1}} + t_{\mathrm{M} \Pi \mathrm{M} \mathrm{M}} \geqslant t_t + t_{\mathrm{PE} \Gamma}, & t_{\mathrm{M} \Pi \mathrm{M} \mathrm{M}} = t_{\mathrm{M}}, \\ t_{\Gamma \mathrm{M1}} + t_{\mathrm{\Pi \mathrm{E} \mathrm{P}}} < t_t. \end{array} \right.$ 

Раньше, чем импульсный источник тока прекратит работу, цилиндрический ударник, разогнанный продуктами детонации метательного заряда, инициированного детонационным транслятором, ударит по торцу корпуса сборки с электроконтактным датчиком в виде скрутки проводов (ЭКД). Замыкание проводов скрутки от удара вызовет появление на выходе источника напряжения электроконтактного датчика (ИНЭКД) импульса, который подается на вход генератора импульсов ГИ2. Этот генератор с задержкой  $t_{\Gamma И 2}$ , несколько меньшей времени пробега фронта ударной волны от торца сборки (на котором расположен ЭКД) до манганинового датчика, подает выходной импульс на запуск развертки осциллографа. В течение времени движения луча по экрану в горизонтальном направлении на вход «У» осциллографа приходит сигнал U(t) от ИПМД, отражающий изменение сопротивления манганинового датчика под действием импульса давления, появившегося через время  $t_t$  после инициирования БЭДа.

## Список литературы к главе 4

- Андреев С.Г. Изучение возможности замены углеродистых датчиков давления Allen-Bradley коммерческими резисторами // Наука и образование: электронное научно-техническое издание. 2012. Вып. 01. URL http://technomag.edu.ru/doc/303217.htm (дата обращения 30.01.2012)
- Астанин А.А., Минеев В.Н., Обухов А.С., Романченко В.И. Электрические измерения параметров ударных волн манометрическими датчиками // Препринт. Киев, Институт проблем прочности, 1985.

- 3. Герасимов С.И., Файков Ю.И., Холин С.А. Кумулятивные источники света. Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2002.
- 4. Дубовик А.С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. – Изд. 2-е, перераб. – М.: Наука, 1975.
- 5. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: «Янус-К», 1996.
- 6. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
- Кулагин С.В. Аппаратура для научной фотографии и киносъемки. М.: Машиностроение, 1980.
- 8. *Кунце Х.-М*. Методы физических измерений / Пер. с нем. М.: Мир, 1989.
- Летягин В.А., Соловьев В.С, Бойко М.М. Изменение диэлектрической проницаемости неполярных диэлектриков при ударном сжатии // ФГВ. 1970. № 4. С. 546-549.
- Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / Под общ. ред. М.В. Жерноклетова. Изд. 2-е, перераб. и доп. — Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2005.
- 11. Саламандра Г.Д. Фотографические методы исследования быстропротекающих процессов. — М.: Наука, 1974.
- Соловьев В.С. Оптические методы регистрации быстропротекающих процессов. Учебное пособие. — М.: Изд-во МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1986.
- Соловьев В.С. Рентгенографические методы исследования быстропротекающих процессов. Учебное пособие по курсу «Экспериментальная газодинамика». — М.: Изд-во МВТУ им. Н.Э. Баумана, 1987.
- 14. Соловь743 ев В.С. Методы оптических измерений нестационарных процессов. пособие по курсу «Экспериментальная газодинамика». Учебное пособие по курсу «Основы научных исследований и теория эксперимента». — М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1990.
- 15. Физика быстропротекающих процессов. В 3 т. Т. III. / Под ред. Н.А. Златина. III том. — М.: Мир, 1971.
- 16. Физика и техника импульсных источников ионизирующих излучений для исследования быстропротекающих процессов / Под ред. Н.Г. Макеева. — Саров: ВНИИЭФ, 1996.
- 17. *Фрайден Дж.* Современные датчики. Справочник. М.: Техносфера, 2006.
- Шкворников П.Н, Платонов Н.М. Экспериментальная баллистика. Приборы и методы баллистических измерений. — М.: Гос. изд-во оборонной промышленности, 1953.
- Электрические явления в ударных волнах / Под ред. В.А. Борисенка, А.М. Молодца, Е.З. Новицкого. — Саров: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2005.
- Held M. / MBB Dynamics, Schroben Hausen, Germany. High Specd Photography. A/AA. Reprinted from Tactical Missile Warheads, edited by Joseph Carleone, Vol.155 of Progress in Astronautics an Aeronautics, American Institute of Aeronautics an Astronautics, Washington. DC. ISBN 1-56347-067-5.

## Глава 5

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ НАХОЖДЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВЕЩЕСТВ И ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Одним из важных элементов исследовательских и испытательных работ, связанных, в частности, с созданием новой техники взрыва и удара, а также с совершенствованием ее существующих образцов, является измерение характеристик газодинамических процессов и характеристик веществ, определяющих протекание этих процессов. Так, например, измерив у нового ВВ скорость и фронтальное давление детонационной волны, можно впоследствии найти уже теоретически остальные характеристики, используемые при расчетах (в первом приближении) таких параметров проектируемого взрывного устройства, как скорость метания его оболочки и максимальные растягивающие напряжения и деформации, возникающие в метаемом теле при воздействии на него продуктов детонации. Экспериментально найденное значение характеристики откольной прочности материала преграды позволяет уже расчетным образом определить условия, при которых произойдет ее разрушение в условиях воздействий, характерных для функционирования проектируемого изделия.

Решение подобных задач связано с необходимостью, в первую очередь, измерения в ходе газодинамического процесса текущих значений параметров состояния и движения конкретного вещества. Обычно можно осуществить процедуры нахождения остальных практически важных характеристик процессов или веществ, в которых эти процессы происходят, только предварительно найдя значения этих параметров или характеристики их динамики. Однако в некоторых экспериментах измеряемый параметр состояния или состояния движения вещества (среды) является не вспомогательным элементом для косвенного способа нахождения какой-то другой физической величины, а непосредственно значимым результатом изучения процесса. Таким примером могут служить эксперименты с измерением скорости детонации для последующего сравнения результата с теоретическим ее значением для того, чтобы получить заключение о соблюдении хотя бы одного условия адекватности методики расчета параметров детонации, т.е. равенства с определенной точностью теоретического и экспериментального значений скорости детонации.
При ознакомлении с методами экспериментальной газодинамики, применяемыми для изучения веществ и процессов, приоритетными являются измерения параметров состояния движения вещества и параметров его состояния. После ознакомления с ними будет легче перейти к методам экспериментального нахождения значений характеристик веществ и характеристик процессов. Заметим, что в этой части книги под характеристикой процесса мы будем понимать не только некоторую постоянную величину, однозначно соответствующую процессу, но и зависимость от времени некоторой физической величины (или комбинации физических величин), изменяющейся в ходе процесса.

Необходимость быстрого решения важных научно-технических проблем и частных прикладных задач привела к тому, что к настоящему времени известны различные варианты экспериментальных методов исследования конкретных газодинамических процессов и явлений. Стремление лучше понять особенности уже знакомых процессов, а также появление новых научно-технические задач, заставляют исследователей не только разрабатывать и создавать принципиально новые методы и методики экспериментального изучения и измерения процессов, но и модернизировать старые методики, синтезировать новые методики (с новыми возможностями), при этом достаточно часто с использованием элементов известных «старых» методик.

В этой части пособия мы приведем краткое описание небольшого числа схем нахождения параметров или характеристик газодинамических процессов, содержащих элементы, знание которых является полезным при разработке и выборе новых способов экспериментального изучения веществ и процессов.

## § 17. Методы определения скорости фронта ударной волны, параметров состояния и движения сред

Почти каждый из параметров состояния и движения среды в современных газодинамических экспериментах может быть определен (измерен) различными методами и способами. Это многообразие методов нахождения физических величин можно разделить на две группы.

К первой группе относятся методы, при которых используются «одноименные» измерительные системы, т.е. системы, разработанные и изготовленные для регистрации и измерения той величины, которую нужно определить экспериментатору в конкретном эксперименте. Например, если целью эксперимента является нахождение давления, то «одноименной» измерительной системой относительно этой цели является аппаратурный комплекс с использованием пьезорезистивного или пьезоэлектрического датчика давления. Условно (допуская некоторое искажение смысла терминов) методы этой группы можно назвать методами непосредственного измерения. Системы, позволяющие совершать такие «одноименные» процедуры «непосредственных» (прямых) измерений, мы будем называть узкоспециализированными измерительными системами (УСИС).

Ко второй группе относятся косвенные методы, при которых непосредственно с изучаемым объектом взаимодействует измерительная система, созданная для регистрации физической величины, значение которой является лишь промежуточным элементом в процессе нахождения искомой физической величины. При этом «непосредственно» измеренная величина пересчитывается на значение искомой величины достаточно часто по формуле, которая следует из теоретического анализа газодинамического процесса. Простейшим примером косвенного метода является нахождение значения массовой скорости на фронте ударной волны в момент ее выхода на свободную поверхность метаемой пластины, когда в распоряжении экспериментатора имеется только измерительная система с электроконтактными датчиками. В этом случае, используя измерительную систему, сначала находят скорость свободной поверхности W, возникающую при отражении от нее фронта ударной волны, а затем вычисляют искомую величину u = W/2. Эта формула, справедливая при давлениях ударноволнового сжатия, не превышающих определенных значений, следует из анализа особенностей сжимаемости конденсированных сред, кратко рассмотренных в первой части пособия.

К настоящему времени разработано и применяется большое число методов нахождения параметров состояния и движения, превышающее число видов УСИС, ориентированных на «непосредственную» регистрацию конкретных физических величин. Одной из причин этого является существование среди экспериментаторов тенденции свести к минимуму число типов измерительных систем (до одного или двух) и не использовать несколько методик измерения физических величин, разнородных по своему принципу действия. Это объясняется реально существующими финансовыми и временными ограничениями, интеллектуальнопсихологическими особенностями природы деятельности практически каждого экспериментатора, а также тем, что при единственном методе измерения физической величины с помощью конкретного вида датчиков экспериментальную сборку можно сделать минимально подверженной искажающему воздействию на исследуемый процесс разнородных датчиков. Сокращение числа методов измерений физических величин, с которыми имеет дело один экспериментатор, как правило, способствует повышению надежности и помехоустойчивости системы эксперимента. Следует заметить, что эта тенденция не препятствует, вернее, не может препятствовать разработке новых методов и методик «непосредственного» измерения физических величин.

**17.1. Методы нахождения скорости фронта ударной волны.** Рисунок 17.1 дает представление о многообразии методов, с использованием которых в экспериментах может быть найдена скорость фронта ударной волны (ФУВ) и, в частности, скорость ударного фронта



Рис. 17.1. Методы нахождения скорости фронта ударной волны (ФУВ): УСИС — узкоспециализированная измерительная система; УА — ударная адиабата

детонационной волны, которую для краткости часто называют скоростью фронта детонации или скоростью детонации. Мы ограничимся тем, что приведем некоторые примеры способов из числа наиболее часто применяемых в экспериментах, которые позволят всего лишь пояснить особенности групп методов, обозначенных прямоугольниками этой схемы, но ни в коей мере не исчерпывают всех применяемых экспериментальных методов.

Метод выхода ФУВ на поверхность образца, по которому распространяется ударная волна, основан на том, что при выходе ФУВ на свободную поверхность тела возникает движение частиц вещества на первоначально покоящейся поверхности тела, которое можно сравнительно просто зарегистрировать оптическими или электрическими измерительными системами и тем самым получить информацию о изменении во времени положения фронта волны. При дискретных методах регистрации плоскости, подлежащие регистрации начала их движения, располагают параллельно падающему (надвигающемуся на них) ФУВ (рис. 17.2, *a*), а при непрерывном методе регистрации — под достаточно малым углом  $\varphi$  к плоскости ФУВ (рис. 17.3, *a*).

Наиболее часто используют оптические методы регистрации движений участков поверхностей или линий, по которым ФУВ пересекается с наклонными плоскостями. В опытах с дискретной регистрацией скорости D достаточно часто используют «светящиеся зазоры», формируемые с помощью прозрачных пластин, плоскости которых установлены на расстоянии в доли миллиметра от контрольных плоскостей исследуемого образца. Щелевая фоторазвертка (фотохронограмма) изображения поверхности «светящихся зазоров» позволяет по узким засве-



Рис. 17.2. Схема сборки при дискретной регистрации скорости ударной волны методом выхода фронта ударной волны на свободную поверхность (*a*) и схема щелевой фоторазвертки, полученной с использованием «светящихся» зазоров (*б*): 1 — исследуемая среда; 2 — прозрачная деталь для формирования «светящихся» зазоров; 3 — ФУВ

Рис. 17.3. Схема сборки (а) для эксперимента с непрерывной фоторегистрацией (б) скорости фронта ударной волны (1) в исследуемой детали (2), которая получилась бы при визуализации ударного фронта «светящимися» зазорами, сформированными блоком (3) прозрачного материала, по всей свободной поверхности исследуемой детали

ченным полоскам на фоторегистрации, расположенным в идеальном случае перпендикулярно направлению развертки (движения) изображения щели на пленке, найти разновременность выхода ФУВ сначала на первый светящийся зазор, а затем — на второй  $(t_2 - t_1)$ :

$$t_2 - t_1 = \frac{\Delta X}{V_{\rm P}},$$

где V<sub>P</sub> — скорость развертки.

Этого достаточно для нахождения среднего значения скорости ФУВ на измерительной базе *B*<sub>D</sub>:

$$D = \frac{B_D}{t_2 - t_1}.$$

На рис. 14.73 показана схема сборки и фотохронограмма с изображениями вспыхивающих «светящихся зазоров», используемых для нахождения скорости детонации, т. е. скорости ударного фронта детонационной волны.

При непрерывном методе измерения скорости *D* осуществляют непрерывную щелевую фоторегистрацию движения прямой линии, по которой плоскость ФУВ пересекается с наклонной плоскостью. Щель фоторегистратора ориентирована перпендикулярно этой прямой. Движение ФУВ делают видимым разными способами. Если визуализация движения линии пересечения ФУВ с наклонной плоскостью осуществляется «светящимся зазором», сформированным вдоль контрольной плоскости, а направление оптической оси объектива фоторегистратора

18 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

совпадает с направлением движения ударной волны, то скорость можно найти с помощью следующих формул:

$$D = V_{Dy} \operatorname{tg} \varphi, \tag{17.1}$$

$$V_{Dy} = \frac{V_{\rm P}}{\beta_{\rm PEF}} \cdot \frac{dY}{dX},\tag{17.2}$$

где  $V_{Dy}$  — составляющая скорости  $V_D$  перемещения точки S (рис. 17.2,  $\delta$ ) в направлении, перпендикулярном оптической оси объектива фоторегистратора;  $V_P$  — скорость развертки изображения на фоторегистрации; dY/dX — производная от функции Y(X), отображающей траекторию изображения точки S на фоторегистрации;  $\beta_{PE\Gamma}$  — поперечное увеличение, являющееся отношением размера изображения объекта к его действительной величине, например,  $\beta_{PE\Gamma} = \Delta Y/\Delta y$ .

«Светящиеся зазоры» позволяют визуализировать лишь достаточно сильные ударные волны. При необходимости непрерывно регистрировать скорости ФУВ с интенсивностью, недостаточной для функционирования «светящихся зазоров», визуализацию линии выхода ударного фронта на наклонную плоскость осуществляют с помощью зеркальной поверхности (см. рисунки 14.75 и 14.76 и пояснения к ним в тексте). Зеркальные поверхности создают полировкой плоскости наклонного среза, если исследуемый образец металлический. Если исследуемый образец не может быть отполирован до зеркального состояния, то используют зеркальные пленки, например, майларовые. Угол  $\varphi$  между плоскостью фронта ФУВ и плоскостью, визуализирующей его перемещение, должен быть достаточно малым для того, чтобы волны разрежения, бегущие от свободной поверхности за точкой S (рис. 17.3), не могли обогнать ее и тем самым привести к искривлению фронта ударной волны вблизи наклонной плоскости. Такое искривление привело бы к тому, что угол набегания плоскости ФУВ на наклонную плоскость стал отличаться от начального значения  $\varphi$ .

Условие отсутствия искривляющего влияния на ФУВ боковой волны разрежения можно записать в приближенном виде:

$$\frac{D}{\sin\varphi} > c(u);$$
  

$$D = a + bu;$$
  

$$c(u) = (a + 2bu)\frac{a + (b - 1)u}{a + bu},$$

где c(u) — скорость звука в среде на ФУВ, распространяющегося со скоростью D и создающего скачок массовой скорости u.

Под «внутрисредными» методами, называемыми также «внутриструктурными» с дискретной регистрацией скорости ФУВ, мы будем подразумевать методы, основанные на использовании либо электроконтактных, либо контактных генераторных датчиков, а также оптических методов регистрации с помощью вспыхивающих и погасающих оптоволоконных световодов. Сюда мы также отнесем метод, который связан с «косвенным» или «дополнительным» использованием лагранжевых датчиков давления или массовой скорости.

Особенность внутриструктурных методов измерения скорости фронта ударной волны заключается в том, что датчики, срабатывающие при выходе на их чувствительные элементы ФУВ, располагаются внутри образцов или специально сделанных узких пазов и отверстий, а не у свободных «естественных» поверхностей деталей. Примеры использования электроконтактных датчиков при внутрисредных измерениях средних скоростей ФУВ на измерительных базах приведены на рисунках 13.25 и 13.29.

Стержневые электроконтактные датчики, показанные на рис. 13.25, в случае их расположения в исследуемом образце, которое не приводит к искажению формы ФУВ и ее скорости по мере распространения к последующим датчикам, условно можно отнести к датчикам «внутрисредных» измерений. Идеальными средами для измерения в них скорости ФУВ с помощью электроконтактных датчиков стержневого типа являются металлы. При этом экспериментальные сборки отличаются оптимальным сочетанием простоты конструкции и обеспечением надежности функционирования и помехоустойчивости всей измерительной системы.

В случае неметаллических сред необходимо введение в образец заземляемой металлической метки, в которую должен упираться металлический стержень электроконтактного датчика. В качестве таких меток можно использовать медную или алюминиевую фольгу, если исследуемый образец собирается из пластин. Конечно, в случае неметаллических (равно как металлических) сред можно применять электроконтактные датчики в виде скруток, работающих на «раздавливание», как это показано на рис. 13.33. Следует иметь в виду, что электроконтактные датчики позволяют с высокой точностью измерять скорости ФУВ, интенсивность которых не изменяется за время прохождения измерительной базы. В противном случае начнет проявляться искажение регистрации времени пробега ФУВ по измерительной базе за счет слабо контролируемой зависимости времени срабатывания электроконтактного датчика от интенсивности ударной волны.

Генераторные датчики, используемые в методах «внутрисредных» измерений скорости ФУВ, в качестве чувствительных элементов, вырабатывающих сигнал — отметку времени прохождения фронта волны через контролируемую точку (или сечение) среды, содержат обычно элементы из пьезокерамики ЦТС-19. Эти элементы в виде тонких дисков или трубочек с помощью эпоксидных компаундов закрепляют внутри деталей из исследуемых материалов. К недостатку этого метода измерения скорости ФУВ с использованием таких генераторных датчиков можно отнести сложность обработки осциллограмм, обусловленную помехами, которые наводятся на канал записи сигнала от последнего датчика при срабатывании предыдущих датчиков. Часто бывает достаточно трудно избавиться от таких помех и приходится изготавливать датчики, закрытые заземленным металлическим экраном.

В настоящее время при «внутрисредных» методах дискретного измерения скорости ФУВ альтернативой электроконтактным и генераторным датчикам электрических измерительных систем являются контактные датчики со вспыхивающим зазором на входном конце волоконного световода (рис. 14.98) и петлевые контактные датчики на основе световодов (рис. 14.99) вместе с соответствующими съемочными камерами.

Один из способов внутриструктурного измерения скорости фронта ударной волны заключается в «дополнительном» использования лагранжевых датчиков состояния движения.

Примером может служить схема эксперимента, показанная на рис. 13.70. В этом эксперименте магнитоэлектрические датчики расположены на противоположных торцах таблетки ВВ высотой 20 мм, вдоль оси которой распространяется инициирующая ударная волна (ИУВ) с плоским ударным фронтом. Основное назначение этих датчиков заключается в конечном счете в получении законов изменения скорости движения частиц ВВ на обоих торцах таблетки. Однако получаемые при этом на экране записи сигналов с обоих лагранжевых датчиков позволяют найти время прохождения фронтом ИУВ измерительной базы B = 20 мм, которое равно приблизительно 4,5 мкс. Таким образом, «косвенное» или «дополнительное» использование датчиков массовой скорости как отметчиков времени прохождения фронтом ИУВ измерительной базы, позволяет найти среднюю ее скорость на этой базе 20/4,5 мм/мкс = 4,44 мм/мкс = 4,44 км/с. В действительности, в этом примере фронт ИУВ на дистанции в 20 мм претерпевает значительное ускорение, достигая вблизи нижнего торца таблетки ВВ скорость, близкую к значению  $D_{\rm YW}$  для этого BB, равную около 8,3 км/с.

Для того чтобы подробнее проследить за изменением скорости фронта ИУВ в процессе ее усиления до детонации, необходимо использовать множество пар датчиков, разделенных друг от друга так, чтобы измерительная база для нахождения средней скорости составляла не более одного миллиметра. На рис. 13.68 показан плоский пакет, содержащий десять датчиков массовой скорости, расположение которого внутри исследуемого заряда позволяет наряду с основной задачей получения десяти законов u(t) в десяти лагранжевых точках заряда дополнительно получить девять значений средней скорости фронта ИУВ на мерительных базах порядка одного миллиметра. Такую степень дискретизации траектории фронта ИУВ на дистанции длиной в несколько миллиметров можно считать уже достаточно высокой для выявления особенностей перехода ударной волны в детонацию в высокоплотных бризантных BB.

К методам непрерывной регистрации скорости ФУВ, движущейся внутри исследуемого образца, распространенным при экспериментах с конденсированными средами, можно отнести

- метод фотохронографирования движения ударного фронта в прозрачной среде в направлении, параллельном щели диафрагмы, которая расположена в фокальной плоскости входного объектива фоторегистратора;
- 2) метод зеркального отражения пучка параллельных лучей света от ФУВ, распространяющейся в прозрачной жидкости;
- 3) метод погруженных фольг (в прозрачной среде);
- 4) метод реостатного датчика, пригодный, в отличие от трех ранее приведенных, и в случае непрозрачных сред.

На рисунке 14.52 показана схема экспериментальной сборки и щелевая фотохронограмма, позволяющая найти закон непрерывного изменения скорости ФУВ в воде, окружающей сферическую поверхность заряда ВВ. Для получения мгновенных значения скорости ФУВ на различных расстояниях от заряда ВВ можно воспользоваться формулой (17.2), заменив в ней  $V_{Du}$  на D и рассматривая траекторию 10 на фотохронограмме (щелевой фоторазвертке) как график уравнения Y(X). Заметим, что численное (или графическое) дифференцирование зависимости Y(X) сопряжено с возникновением больших погрешностей, особенно для начального участка траектории ФУВ. Поэтому в настоящее время, как правило, не прибегают к графическому дифференцированию, а используют следующую процедуру. На траектории фронта ударной волны на фотохронограмме с максимально возможной точностью находят ряд точек и устанавливают их координаты. Затем, используя вычислительные программы методов наименьших квадратов или метода сплайнов, находят значения параметров функции Y(X), которые уже используют для нахождения значений dY/dX, входящих в формулу (17.2). Такой способ считается наиболее приемлемым, особенно для нахождения начальной скорости ФУВ, т.е. скорости ударного фронта в среде в момент его появления у поверхности продуктов детонации, в которые превращается ВВ за фронтом детонационной волны.

Метод зеркального отражения пучка параллельных лучей света от ФУВ и метод погруженных фольг применяют для непрерывного измерения скорости ударного фронта внутри сред тогда, когда невозможно или крайне затруднительно получить изображение объекта съемки, используя поток света, просвечивающий исследуемый образец в направлении, перпендикулярном направлению движения регистрируемого объекта.

При высоких давлениях ударноволнового сжатия ФУВ отражает лучи света, падающие со стороны еще невозмущенной среды, как зеркальная поверхность (рис. 17.4). Поэтому пучок отраженных от ФУВ параллельных лучей света по выходу из прозрачной жидкости смещается в направлении оси y со скоростью  $V_y$ , которая однозначно связана со скоростью перемещения D ФУВ в прозрачной жидкости:

$$D = D(V_y, \gamma_0^*, n_{\text{возд}}, n_0), \tag{17.3}$$



Рис. 17.4. Схема эксперимента с зеркальным отражением пучка параллельных лучей света от фронта ударной волны: 1 — плосковолновой генератор; 2 — непрозрачный стакан; 3 — исследуемая прозрачная жидкость; 4 — положение ФУВ в два момента времени (искривление фронта у стенок стакана условно не показано); 5 — пучок лучей от источника света; 6 — пучки света после преломления и отражения в два момента времени;  $V_y$  — скорость смещения отраженных и преломленных пучков света в направлении оси *у*, параллельной щели диафрагмы съемочной камеры

где  $\gamma_0^*$  — угол, под которым пучок лучей от источника света подходит к поверхности изучаемой прозрачной среды;  $n_{\text{возд}}$  и  $n_0$  — показатели преломления воздуха и прозрачной среды при нормальном давлении. Получив фотохронограмму параллельного смещения отраженного пучка в направлении y, параллельном щели диафрагмы съемочной камеры, нетрудно по формуле, аналогичной (17.2), найти скорость перемещения регистрируемого объекта  $V_y$ , а по ней, имея зависимость (17.3), найти скорость ФУВ.

Если ударная волна — слабая и ее фронт не отражает падающие на него лучи света, как зеркальная поверхность, то прибегают к методу погруженных зеркальных фольг (рис. 14.77). Зеркальная пленка, помещенная в исследуемую прозрачную среду, подсвечивается параллельными лучами света, падающими со стороны плоскости, противоположной плоскости приложения давления внешнего воздействия p(t). Выход ФУВ на зеркальную пленку вызывает ее излом по линии пересечения с плоскостью ударного фронта. Зеркальная пленка в отношении падающего и отраженного потоков света ведет себя так же, как зеркальная свободная поверхность клинообразного образца, показанного на рис. 14.75. Поэтому фотохронографирование лучей света, отраженных от зеркальной пленки, претерпевающей излом по непрерывно перемещающейся линии ее пересечения с плоскостью ФУВ, приводит к появлению щелевых фоторазверток, аналогичных тем, что показаны на рис. 14.76.

Из электрических методов для непрерывного измерения скорости ФУВ, распространяющихся на значительном заглублении от поверхностей исследуемых образцов, часто выбирают реостатные датчики с прямолинейными резистивным элементами (рисунки 13.37 и 13.38, *a*). В общем случае, когда угол между реостатным датчиком и плоскостью ФУВ не равен 90°, скорость ударной волны согласно рис. 13.38, *а* находят по формуле

$$D = \frac{dl_C}{dt} \cos \gamma_{\rm PД},$$

где  $dl_C/dt$  — скорость точки электрического замыкания резистивной проволочки датчика на землю, которая находится дифференцированием правой части выражения (13.1).

Следует иметь ввиду, что с помощью реостатных датчиков можно проводить точные измерения только не изменяющихся во времени значений скоростей ФУВ. Если ударная волна ускоряется, то использование значений  $dl_C/dt$ , найденных обработкой осциллограммы, дает завышенные значения D и, наоборот, если волна замедляется, то использование значений  $dl_C/dt$  приводит к занижению ее скорости. Причиной этому является инерционность реостатного датчика, приводящая к отставанию точки электрического замыкания на землю резистивной проволочки относительно ФУВ, начинающего обжимать корпус датчика. Чем более интенсивно сжимается вещество на ФУВ, тем меньше это отставание.

При косвенном методе нахождения скорости ударной волны в точке среды с заранее известной ударной адиабатой D = a + bu и начальной плотностью  $\rho_0$  достаточно в ходе эксперимента зарегистрировать (измерить) значение либо массовой скорости  $u_{\rm A}$ , либо давление на фронте волны в момент прохождения этой точки  $p_{\rm A}$  и воспользоваться известными формулами:

$$D = a + bu_{\mathrm{A}},$$
$$D = \frac{a}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{4bp_{\mathrm{A}}}{\rho_0 a^2}} + 1 \right)$$

Индекс «Д» означает, что параметр состояния движения найден с помощью датчика соответствующего принципа действия.

Если для исследуемого вещества известна только начальная плотность, а ударная адиабата еще не определена, то для косвенного нахождения скорости ФУВ необходимо в заданной ее точке одновременно зарегистрировать с помощью двух измерительных систем значения обоих параметров состояния движения:  $u_{\rm Д}$  и  $p_{\rm Д}$ , и вычислить D как  $D = p_{\rm I}/\rho_0 u_{\rm I}$ .

17.2. Методы нахождения массовой скорости. Методы нахождения массовой скорости разделяются на те, что могут быть реализованы лишь при наличии узкоспециализированных, «одноименных» измерительных систем, и на косвенные методы. Но косвенные методы, предполагающие вычисление значений массовой скорости по формулам, аргументами в которых являются либо скорость ФУВ  $D_{\rm A}$ , либо давление  $p_{\rm A}$ , измеряемые с помощью соответствующих измерительных систем, принципиально отличаются в зависимости от того, определяется массовая скорость на фронте или же в потоке за фронтом

ударной волны. Это обусловлено принципиальным различием формул, по которым производятся вычисления, в случае нахождения величин на фронте и за фронтом ударной волны. Формулы для косвенного нахождения фронтальных значений массовой скорости получены из законов сохранения на фронте ударной волны, а соотношения для вычисления этой же физической величины в потоке на некотором расстоянии за фронтом ударной волны получены из законов сохранения для непрерывных (неразрывных) течений, записываемых в дифференциальной форме в частных производных.

По этой причине мы отдельно рассмотрим прямые методы нахождения массовой скорости на фронте ударной волны и косвенные методы нахождения массовой скорости за фронтом ударной волны.

**17.2.1.** Нахождение массовой скорости на фронте ударной волны. Рисунок 17.5 дает представление о множестве методов, которые используются в газодинамических экспериментах для нахождения массовых скоростей на фронте ударных волн. Общим функциональным элементом для методов, реализация которых обеспечивается узкоспециализированными измерительными системами для нахождения скорости движения частиц среды, являются так называемые метки. В обыденной жизни мы также обращаемся к меткам, например, обращаемся



Рис. 17.5. Методы нахождения массовой скорости на фронте ударной волны (УВ):  $u_1(D_{Д}, a, b) = \frac{D_{Д} - a}{b}; u_2(p_{Д}, a, b) = \frac{a}{2b} \left( \sqrt{1 + \frac{4bp_{Д}}{\rho_0 a^2}} - 1 \right);$  методы, обеспеченные УСИС, позволяют измерять массовую скорость не только на ФУВ, но и в потоке среды за ним

к наблюдению облаков, если хотим узнать наличие и направление ветра на большой высоте.

При использовании магнитоэлектрических датчиков для регистрации временного профиля массовой скорости среды в сечении потока с фиксированной лагранжевой координатой и нахождения по нему фронтального значения скорости такой меткой является чувствительный элемент этих датчиков в виде алюминиевой или медной фольги. Этот листочек фольги правильной формы движется вместе с частицами среды, к нему примыкающими. Несовпадение динамических импедансов материалов исследуемых образцов и чувствительных элементов магнитоэлектрических датчиков приводит к тому, что внесение метки в среду вызывает искажение течения в ее окрестности по отношению к течению при отсутствии датчика и появлению погрешности в измерении массовой скорости, особенно на фронте ударной волны. Механизм появления этих погрешностей и их учет (равно как и функционирование магнитоэлектрических датчиков) уже достаточно подробно изложены в п. 3 § 13.

Метод емкостного датчика также может быть использован для нахождения массовой скорости на фронте ударной волны, но в фиксированных условиях течения исследуемой среды, обусловленных конструкцией и принципом действия этого датчика. Здесь имеется в виду то, что исследуемая среда (обязательно не проявляющая ударно-волновой поляризации в ударных волнах) может быть помещена только между обкладками (электродами) измерительного конденсатора (см. рис. 13.73). При этом может быть измерена скорость только тех частиц, которые примыкают к электроду, испускающему в исследуемую среду ударную волну. В такой схеме эксперимента поверхность указанного электрода играет роль электрической метки поверхностных частиц исследуемой среды. Консервативная схема эксперимента ограничивает возможности использования для измерения массовой скорости в исследуемой среде емкостного датчика, обладающего уникальной особенностью — очень высокой временной разрешающей способностью и отсутствием инерционности

При использовании оптических регистрирующих или измерительных систем для нахождения массовой скорости в прозрачной однородной среде применяют зеркально-отражающие или диффузно-отражающие метки, а также просто непрозрачные метки. Скорость светоотражающих меток в настоящее время регистрируют с помощью лазерно-доплеровских измерителей-преобразователей. На рис. 17.6 показана часть схемы эксперимента для регистрации временного профиля массовой скорости поверхности прозрачной преграды, на которую падает фронт детонационной волны в заряде ВВ, инициируемом плосковолновым детонационным генератором. Подобные эксперименты проводятся для того, чтобы по зарегистрированному временному профилю скорости поверхности преграды восстановить структуру течения в заряде ВВ, претерпевающем детонационное превращение. Но для



Рис. 17.6. Схема эксперимента для регистрации скорости движения поверхности преграды под действием «падающей» детонационной волны: 1 — плосковолновой детонационный генератор; 2 — исследуемый заряд ВВ; 3 — алюминиевая фольга (светоотражающая метка); 4 — преграда (прозрачное окно); 5 — входная фокусирующая линза лазерно-доплеровской системы ORVIS; 6 — падающий лазерный луч; 7 — отраженный лазерный луч

того, чтобы регистрирующая система смогла «увидеть» эту поверхность преграды, применяют светоотражающую метку, например, алюминиевую фольгу, как это показано на рисунке.

Преграды, от которых происходит отражение детонационных волн, в случае использования в эксперименте лазерно-доплеровских измерительных систем называют прозрачными окнами или просто окнами. В качестве окон используют монокристаллы LiF или воду. При использовании окон из монокристаллов LiF светоотражающую метку можно сделать напылением из золота толщиной порядка 0,1 мкм.

На рис. 14.85 показана развертка интерференционной картины на щели фотоэлектронного регистратора системы ORVIS, использованной в эксперименте, схема которого показана на рис. 17.6, и результат обработки этой картины в виде зависимости от времени скорости границы раздела прозрачного окна с алюминиевой меткой из фольги толщиной 200 мкм. Пренебрегая волновыми процессами в фольге, аналогичными тем, что мы рассматривали при анализе течения в экранах в параграфе 3.3 и при анализе временной разрешающей способности чувствительных элементов магнитоэлектрических, манганиновых и PVDF датчиков в параграфе 13.3, в первом приближении зависимость W(t) на рис. 14.85,  $\delta$  можно считать временным профилем массовой скорости на границе раздела заряда BB и преграды u(t). Как это видно из рис. 14.85,  $\delta$ , массовая скорость u на фронте ударной волны, входящей в материал преграды, равна приблизительно 2,85 км/с.

Непрозрачные метки крайне редко используют в газодинамических лабораторных экспериментах с конденсированными средами. Более известными являются эксперименты с использованием в качестве меток атмосферного воздуха дымовых трасс, которые оставляют за собой падающие дымообразующие пиротехнические изделия. Такая разметка атмосферы, позволяющая визуализировать ее движение, использовалась при исследовании течения воздуха за фронтом ударных волн, образуемых при воздушных или наземных ядерных взрывах. Одной из причин, препятствующих применению непрозрачных меток при оптических методах регистрации течений в прозрачных средах, возникающих при распространении ударных волн, является искажение регистрации объектов, оказавшихся в зоне ударно сжатой среды, особенно вблизи фронта волны. Эти искажения, связанные с изменением показателя преломления прозрачной среды сразу же за фронтом ударной волны и его направленностью, нами были рассмотрены в п. 7 § 14 и проиллюстрированы рисунками 14.90 и 14.89.

Рассматривая метод меток, следует отметить, что непрозрачные (или более точно, менее прозрачные) метки частиц исследуемой среды для нахождения скорости их движения используются и в рентгеноимпульсных методах измерения массовой скорости. Так, на рис. 15.6 показана схема эксперимента и рентгеноимпульсная регистрация в мягком рентгеновском излучении, позволяющая измерить скорость движения газообразных продуктов на фронте детонационной волны в низкоплотных ВВ на основе гексогена. При этом предполагалось, что материал тонких полосок из алюминиевой фольги движется неразрывно с частицами продуктов детонации, к ним примыкающим. Это допущение при известной скорости детонации позволяет измерить массовую скорость продуктов детонации. С использованием этого метода были проведены измерения скорости продуктов детонации на ее фронте и в конечном счете получены результаты, позволившие предложить формулу для зависимости показателя изоэнтропы продуктов взрыва низкоплотных детонирующих ВВ от начальной плотности заряда. Эта зависимость  $n = n(\rho_0)$  в гл. 12 применялась при оценке характеристик функционирования устройств нагружения. В сороковых-пятидесятых годах XX в. похожим методом измерялась массовая скорость продуктов детонации высокоплотных ВВ с использованием свинцовых меток — лагранжевых датчиков положения частиц среды.

Косвенные методы нахождения массовой скорости на фронте ударной волны отображены на рис. 17.5 лишь четырьмя основными, наиболее часто используемыми вариантами.

Если ударная адиабата исследуемой среды (и ее начальная плотность  $\rho_0$ ) известна, то, измерив скорость фронта ударной волны  $D_{\rm d}$  (одним из способов, рассмотренных в п. 1 § 17) или с помощью датчика найдя давление на фронте ударной волны  $p_{\rm d}$  мы можем воспользоваться формулами из § 1 для вычисления массовой скорости на фронте этой волны:

$$u_{\Phi} = \frac{D_{\pi} - a}{b},$$
  
$$u_{\Phi} = \frac{a}{2b} \left( \sqrt{1 + \frac{4bp_{\pi}}{\rho_0 a^2}} - 1 \right).$$
 (17.4)

Если известна только начальная плотность исследуемой среды, то расположив в исследуемом образце два датчика давления, чувствитель-

ные элементы которых отстоят друг от друга на сравнительно малом расстоянии в направлении движения фронта ударной волны  $B_D$ , можно получить с помощью осциллограммы двух сигналов с этих датчиков два значения фронтальных давлений  $p_1$  и  $p_2$ , а также разновременность появления фронтов этих сигналов  $t_2 - t_1$ . Вычислим величины

$$D_{\mathrm{II}} = \frac{B_D}{t_2 - t_1}, \quad p_{\mathrm{II}} = \frac{p_1 + p_2}{2}$$

и примем их за среднюю скорость фронта ударной волны на базе, равной  $B_D$ , и за среднее давление на фронте этой волны на той же базе  $B_D$ . Тогда мы можем воспользоваться уравнением сохранения количества движения при ударноволновом сжатии и получить оценку среднего значения массовой скорости на измерительной базе  $B_D$ :

$$u_{\Phi} = \frac{p_{\Pi}}{\rho_0 D_{\Pi}}.$$

17.2.2. Нахождение массовой скорости за фронтом ударной волны. Массовую скорость в потоке среды за фронтом ударной волны находят либо с использованием магнитоэлектрических датчиков, которые позволяют получить информацию о всем временном профиле массовой скорости, а не только о фронтальных ее значениях, либо косвенным методом. Потребность в нахождении массовой скорости за фронтом ударной волны косвенным методом появилась при исследованиях динамики разложения реагирующих сред, для чего применялась измерительная система с датчиками давления. При этих исследованиях выяснилось, что недостаточно знать только поле давления, определяемое с помощью манганиновых или пленочных сегнетоэлектрических датчиков (PVDF-датчиков) давления. Необходимо было получить в том же эксперименте, проведенном с использованием датчиков давления, еще и поле массовых скоростей за фронтом ударной волны, т.е. зависимости скорости от времени и лагранжевой координаты u = u(t, h). Использовать в экспериментах для этой цели одновременно датчики давления и магнитоэлектрические датчики массовой скорости было практически невозможно по причинам чрезмерного искажения течения большим количеством датчиков.

При косвенном методе нахождения поля массовых скоростей в настоящее время предварительно находится поле давлений, т.е. зависимость p = p(t, h). В основе этой процедуры лежит проведение эксперимента с получением серии временных профилей давления p = p(t)с помощью датчиков давления, чувствительные элементы которых расположены в сечениях исследуемого образца с различными лагранжевыми координатами h.

Так, на рис. 17.7, *а* показан исследуемый заряд, составленный из четырех таблеток ВВ одинаковой высоты. К верхнему торцу заряда прикладывается давление начального импульса, создаваемое, например, ударом цилиндра с большой высотой и диаметром. В центре







Рис. 17.7. Схема расположения датчиков давления в заряде ВВ для получения поля давления (*a*) и временные профили давления, получаемые при четырех лагранжевых координатах (*б*): ИЗ — исследуемый заряд; ВДД — выводы датчиков давления; ФУВ — траектория фронта инициирующей ударной волны; *р*<sub>НИ</sub> — давление начального импульса

верхнего торца заряда и на плоскостях стыка таблеток установлены чувствительные элементы датчиков давления, например, манганиновых. На рис. 17.7,  $\delta$  показаны временные профили давления p(t), форма которых характерна для эволюции инициирующей ударной волны в высокоплотных зарядах BB, вызванной приложением ступенчатого начального импульса. Уравнение поверхности, огибающей графики зависимостей p(t) этих профилей давления, описывает поле давления или «является» полем давления p = p(t, h).

Из уравнения сохранения количества движения для неразрывного течения за фронтом ударной волны следует соотношение, которое позволяет «извлечь» поле массовых скоростей из поля давления:

$$u(t,h) = u_{\Phi}(h) - \frac{1}{\rho_0} \int_{t_{\Phi}}^{t} \frac{\partial p}{\partial h} dt, \qquad (17.5)$$

где  $u_{\Phi}$  — значение массовой скорости на фронте ударной волны, проходящем через точку с координатой h;  $t_{\Phi}$  — момент прихода фронта ударной волны в точку с координатой h (интегрирование осуществляется вдоль траектории частицы).

Более простые алгоритмы построения поля массовых скоростей получаются, если с использованием временных профилей давления, зарегистрированных датчиками в различных лагранжевых координатах, предварительно найдены на плоскости (t-h) полные производные давления вдоль некоторых выбранных траекторий L, т.е.  $dp/dt|_L$ , и скорости фронта ударной волны D в различных точках этих траекторий. Направления траекторий L выбирают из соображений удобства достижения требуемой точности определения производных и скорости фронта волны *D*. Они могут совпадать с направлениями траекторий фронтов ударных волн, траекторий, вдоль которых сохраняются фиксированные значения регистрируемых давлений или минимальны градиенты давлений. В таких алгоритмах вместо выражения (17.5) используется его «аналог»:

$$u(t,h) = u_{\Phi}(h) - \frac{1}{\rho_0} \int_{t_{\Phi}}^{t} \left( \frac{dp}{dh} \Big|_L - \frac{1}{D} \frac{\partial p}{\partial t} \right) dt.$$

В экспериментах с веществами, которые во фронте ударной волны только начинают претерпевать с конечной скоростью химические превращения, приводящие к нарастанию со временем массовой доли в частицах заряда новых продуктов химической реакции (иными словами, в ударном фронте массовая доля продуктов разложения еще равна нулю), значение  $u_{\Phi}$  находится косвенным методом подстановкой значения фронтального давления в сечении заряда с координатой h в формулу (17.4) с характеристиками вещества в исходном состоянии  $\rho_0$ , a и b. Если бы во фронте ударной волны вещество успевало прореагировать и массовая доля продуктов разложения отличалось бы от нуля, то это означало бы, что появилось новое вещество с неизвестными коэффициентами ударной адиабаты a и b. При этом уже надо было бы пользоваться при нахождении  $u_{\Phi}$  косвенным методом с неизвестной ударной адиабатой.

17.3. Методы нахождения давления. Методы нахождения давления так же, как и методы нахождения массовой скорости, разделяются на две группы. К первой группе относятся прямые методы, при которых используются узкоспециализированные «одноименные» измерительные системы, т.е. системы, разработанные и изготовленные для регистрации и измерения давления, а не какой-то другой физической величины. Ко второй группе относятся косвенные методы, в которых регистрация газодинамического процесса осуществляется измерительной системой непосредственной регистрации не давления, а какой-то другой физической величины, например, массовой скорости. Значения этой величины, зарегистрированные измерительной системой, пересчитываются на значения давления с использованием формул, которые следуют из теоретического анализа газодинамического процесса. Косвенные методы определения давления по тем же принципам, что и при нахождении массовой скорости, принципиально различаются в зависимости от того, в какой части волны определяется давление: на фронте или в потоке за фронтом ударной волны.

**17.3.1.** Нахождение давления на фронте ударной волны. Мы рассматриваем методы нахождения давления, в основном, применительно задачам исследования конденсированных сред. Рисунок 17.8 дает представление о многообразии наиболее употребительных методов



Рис. 17.8. Методы нахождения давления на фронте ударной волны в конденсированных средах (звездочкой \* помечены методы, которые могут использоваться и при измерениях в газовых средах)

и способов нахождения давления, в том числе, и на фронте ударной волны. Среди методов, обеспеченных узкоспециализированными «одноименными» измерительными системами, можно выделить, как наиболее часто используемые в экспериментах, методы с использованием манганиновых, углеродистых, кварцевых (пьезоэлектрических) датчиков и датчиков на основе пьезокерамики ЦТС-19 (а также пленки PVDF).

Эти датчики позволяют «непосредственно» зарегистрировать временной профиль давления в интересующей экспериментатора «точке» внутри исследуемого образца и найти на этом профиле фронтальное значение. Исключение составляют измерительные системы, в которых кварцевые датчики функционируют не в режиме напряжения для «внутрисредных» измерений, а в токовом режиме. При токовом режиме датчик устанавливается торцом на плоскость образца и регистрирует временной профиль давления в ударной волне, входящей через эту плоскость в пьезокристалл датчика. Давление этого временного профиля, в том числе и фронтальное, уже пересчитывается на временной профиль давления в исследуемом образце, выходящей на поверхность контакта его с датчиком.

Следует иметь в виду, что кварцевые датчики и пьезокерамические датчики из ЦТС-19 при функционировании в режиме напряжения обычно не используют для измерения давлений, бо́льших (ориентировочно) 0,1 ГПа, внутри жидких и тем более твердых тел. Это связано с очень большими трудностями в реализации технологии заделки датчиков в контролируемую среду, обеспечивающей их сохранность от разрушения до того момента, как будет закончена регистрация необходимой информации.

При косвенных методах измерения давления на фронте ударной волны в среде с известной ударной адиабатой и плотностью  $\rho_0$  предварительно находят с использованием одного из методов, рассмотренных в п. 1 и 2 § 17, значение скорости фронта ударной волны  $D_{\rm Д}$  или фронтальное значение массовой скорости  $u_{\rm L}$ . После этого искомое давление на фронте ударной волны рассчитывают по формулам, следующим из законов сохранения массы и количества движения:

$$p_{\Phi} = \rho_0 D_{\Pi} \frac{D_{\Pi} - a}{b},$$
$$p_{\Phi} = \rho_0 u_{\Pi} (a + b u_{\Pi}).$$

Если известна только начальная плотность исследуемой среды, то расположив в ней два датчика массовой скорости, чувствительные элементы которых удалены друг от друга на малое расстояние в направлении движения фронта ударной волны  $B_D$ , можно получить с помощью осциллограмм двух сигналов с этих датчиков два значения фронтальных массовых скоростей:  $u_1$  и  $u_2$ , а также разновременность появления фронтов этих сигналов  $t_2 - t_1$ . Вычислив величины

$$D_{\mathrm{A}} = \frac{B_D}{t_2 - t_1}, \quad u_{\mathrm{A}} = \frac{u_1 + u_2}{2}$$

и приняв их за средние значения скорости фронта ударной волны и фронтальной массовой скорости на измерительной базе  $B_D$ , можно оценить искомое давление:

$$p_{\Phi} = \rho_0 u_{\mathrm{d}} D_{\mathrm{d}}.$$

Результат вычисления дает среднее значение давления на фронте ударной волны, в общем случае изменяющегося на базе  $B_D$ .

**17.3.2.** Нахождение давления за фронтом ударной волны. Давление в потоке среды за фронтом ударной волны можно найти с использованием узкоспециализированных «одноименных» измерительных систем, которые мы упоминали в пп. 3.1 § 17 при рассмотрении методов нахождения фронтальных значений давлений. При отсутствии измерительных систем для «непосредственного» нахождения давления используется косвенный метод, аналогичный тому, что был рассмотрен в пп. 2.2 § 17.

Сначала с помощью магнитоэлектрических датчиков, располагаемых в исследуемом образце так же, как датчики давления, показанные на рис. 17.7, a, находят поле массовых скоростей u = u(h, t). Для нахождения поля давления p = p(h, t) используют соотношение, которое можно вывести из закона сохранения количества движения, записанного для неразрывного изоэнтропического течения:

$$p(h,t) = \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \Big( \int_{h}^{h_{\Phi}(t)} u(h,t) \, dh \Big), \tag{17.6}$$

где  $h_{\Phi}(t)$  — уравнение траектории фронта ударной волны, получаемое из преобразования выражения  $t(h) = \int_0^h [1/D(h)] dh$ , в котором D(h) — экспериментально найденная зависимость скорости фронта ударной волны от координаты h.

В экспериментах с веществами, на ударном фронте в которых массовая доля новых веществ, появляющихся в результате начавшейся химической реакции (или степень разложения), еще равна нулю, давление  $p_{\Phi}$  находится косвенным образом по фронтальному значению массовой скорости в лагранжевой координате h:

$$p_{\Phi} = \rho_0 (a + bu_{\Phi}) u_{\Phi}.$$

Если во фронте ударной волны вещество успевает прореагировать и массовая доля продуктов разложения уже существенно отличается от нуля, то надо пользоваться при нахождении  $p_{\Phi}$  косвенным методом с неизвестной ударной адиабатой.

**17.4.** Методы нахождения удельного объема. Методы нахождения удельного объема мы также разделим на две группы: группу методов, при которых используются узкоспециализированные «одноименные» измерительные системы, и группу косвенных методов. Косвенные методы нахождения удельных объемов также различаются в зависимости от того, в какой части волны определяется удельный объем: на фронте или за фронтом.

**17.4.1.** Нахождение удельного объема на фронте ударной волны. Количество реализованных и широко используемых методов нахождения удельных объемов, обеспеченных узкоспециализированными «одноименными» измерительными системами, существенно меньше по сравнению с методами измерения давления, если речь идет о газодинамических экспериментах с конденсированными средами (рис. 17.9).

Применительно к исследованиям прозрачных сред оптическими методами регистрации в принципе возможно создание метода измерения удельного объема, основанного на использовании зависимости коэффициента преломления света от плотности среды. Но эффективное реальное применение нашла лишь одна разновидность методов, основанная на этом оптическом эффекте, — интерференционный метод регистрации оптических неоднородностей в газах, рассмотренный нами в п. 14.6.1. В этом методе изменение плотности газа по отношению к ее значению перед фронтом ударной волны находится по смещени-



Рис. 17.9. Методы нахождения удельного объема на фронте ударной волны

ям полос интерференционной картины, возникающей при наложении светового потока, проходящего через область среды с исследуемым газодинамическим возмущением, и опорного светового потока.

При исследованиях газодинамических процессов в непрозрачных средах может быть реализована зависимость ослабления рентгеновского излучения от плотности просвечиваемой среды и пути, проходимого излучением через нее. В традиционном и широко используемом методе импульсного рентгенографирования эта зависимость положена в основу выделения на изображениях контуров объектов, фронтов ударных и детонационных волн и некоторых других особенностей внутренней структуры объекта.

Но в последнее время развиваются рентгеноимпульсные методы, позволяющие восстанавливать по изображениям объектов возникающие в них распределения плотности (удельного объема). Эти методы основаны на численном моделировании процесса формирования изображения. Суть этих методов заключается в том, что сначала по известному эталонному фрагменту изображения объекта с заданным распределением плотности подбираются параметры системы формирования изображения, а затем путем численного моделирования проверяется одна из гипотез о состоянии объекта в момент рентгенографирования. Если полученное в результате проведенного расчета изображение совпадает с изображением, зарегистрированным в эксперименте, то гипотеза о состоянии объекта в момент рентгенографирования мается, а если не совпадает, то гипотеза отклоняется и проверяется новая.

Общеупотребительными и широко распространенными методами нахождения удельного объема конденсированных сред в газодинамических экспериментах до настоящего времени являются косвенные, так называемые динамические методы. Эти методы эффективны независимо от степени прозрачности исследуемого вещества и реализуются без какого-либо рентгенографирования.

Если начальный удельный объем  $v_0 = 1/\rho_0$  и ударная адиабата среды известны, то для нахождения удельного объема  $v_{\Phi}$  на фронте ударной волны достаточно одним из методов, рассмотренных ранее, найти значения волновой  $D_{\Pi}$  или массовой  $u_{\Pi}$  (на фронте ударной волны) скоростей среды в рассматриваемой точке течения и воспользоваться одной из формул:

$$\upsilon_{\Phi} = \frac{D_{\mathrm{A}} - (D_{\mathrm{A}} - a)/b}{\rho_0 D_{\mathrm{A}}}$$

ИЛИ

$$v_{\Phi} = \frac{a + (b - 1) u_{\Pi}}{\rho_0 \left(a + b u_{\Pi}\right)}.$$

Если известен только начальный удельный объем среды  $v_0$ , то для нахождения значения удельного объема на фронте ударной волны косвенным методом сначала надо найти волновую  $D_{\rm d}$  и массовую  $u_{\rm d}$ скорости течения. Это проще сделать с помощью двух магнитоэлектрических датчиков, размещенных на расстоянии измерительной базы  $B_D$ друг от друга в направлении движения волны. Данная операция позволит так же, как в п. 3.1 § 17, найти среднее значение волновой  $D_{\rm d}$ и массовой  $u_{\rm d}$  скоростей на мерительной базе  $B_D$ , а по ним и среднее значение удельного объема  $v_{\rm \Phi}$  в пределах этой базы:

$$v_{\Phi} = \frac{D_{\Pi} - u_{\Pi}}{\rho_0 D_{\Pi}}$$

**17.4.2.** Нахождение удельного объема за фронтом ударной волны. При газодинамических исследованиях конденсированных сред удельный объем за фронтом ударной волны находят косвенным динамическим методом, предварительно определив с использованием датчиков состояния движения поле давления или поле массовых скоростей. После того, как будет найдено поле массовых скоростей, проводят вычисления с использованием соотношения, следующего из закона сохранения массы при неразрывном течении:

$$v(t,h) = v_{\Phi}(h) - v_0 \int_{t_{\Phi}}^{t} \frac{\partial u}{\partial h} dt.$$
 (17.7)

В этой формуле удельный объем на фронте ударной волны  $\upsilon_{\Phi}$  находится косвенным методом как для среды с известной ударной

адиабатой для исходного начального состояния, так как предлагается отсутствие продуктов начавшегося (с конечной скоростью) разложения в ударном фронте (либо среда считается химически инертной).

Если во фронте ударной волны вещество успевает прореагировать и массовая доля продуктов разложения уже существенно отличается от нуля, то надо пользоваться при нахождении  $v_{\Phi}$  косвенным методом с неизвестной ударной адиабатой.

В заключение § 17 заметим, что мы ограничились простейшим изложением косвенных динамических методов нахождения полей u(t, h), p(t, h), v(t, h). Для более подробного ознакомления с этими методами можно обратиться к работам [8], [13], [14].

## § 18. Экспериментальные методы построения ударных адиабат и изоэнтроп конденсированных сред

Ударная адиабата является одной из важных характеристик конденсированого материала, знание которой необходимо, например, при реализации расчетных методов анализа функционирования устройств техники взрыва и удара, при реализации расчетных методов проектирования новых образцов этих устройств. Наиболее известными и традиционно излагаемыми в курсах прикладной газодинамики и физики взрыва и удара являются три метода экспериментального получения ударных адиабат в форме связи скорости фронта ударной волны D и массовой скорости частиц и или связи давления и плотности вещества на фронте этой волны: метод откола, метод торможения и метод отражения. Чаще всего в теоретических курсах изложение методов построения ударных адиабат служит формированию у обучаемого способности воспроизведения схем сборок для повторения исследований, но уже свойств новых материалов. В курсе экспериментальной газодинамики представляется более целесообразным изложение этих методов как прототипов для новых экспериментальных методов исследований или как примеров подходов к решению задач экспериментальной физики. В связи с этим будем предварять изложение классических способов реализаций этих методов анализом процессов, который мог бы в действительности привести к разработке алгоритмов рассматриваемых методов решения задач. Конечно же, это не значит, что авторы излагаемых нами методов исследований пользовались точно таким же методом разработки эксперимента, что приводится в нашем изложении.

**18.1.** Метод откола. Перед изложением схемы экспериментальной сборки и алгоритма эксперимента, включающего обработку его результатов для получения ударной адиабаты методом откола, проанализируем процесс изменения состояний движения частиц среды, расположенных у свободной поверхности (плоскости) исследуемого образца (рис. 18.1).



Рис. 18.1. (*t*-*x*)-диаграмма (*a*) и (*p*-*u*)-диаграмма (*б*) для анализа метода откола при построении ударных адиабат: ФУВ — фронт ударной волны; ЦВР — центрированная волна разрежения; СП — свободная поверхность

На стадии анализа процесса, предшествующго формированию алгоритма эксперимента, ударная адиабата исследуемой среды или вещества считается известной, а следовательно, считается известной (*p*-*u*)-диаграмма 1 для ударноволнового сжатия среды волной с плоским фронтом, нормально падающим на свободную поверхность образца (рис. 18.1,  $\delta$ ). Точка M на этой (p-u)-диаграмме, изображающая параметры состояния движения на фронте ударной волны в момент ее выхода на поверхность образца, может быть найдена разными способами. Ее можно определить как точку пересечения диаграммы 1: а) с прямой линией, имеющей своим уравнением  $u(p) = u_M = \text{const}$ , где  $u_M$  экспериментально найденное значение массовой скорости на фронте ударной волны; б) с прямой, уравнение которой  $p(u) = p_M = \text{const},$ где  $p_M$  — экспериментально определенное давление на фронте ударной волны; в) с прямой линией ОМ, уравнение которой имеет вид:  $p = (\rho_0 D_M) u$ , где  $\rho_0$  — начальная плотность среды,  $D_M$  — экспериментально зарегистрированная скорость фронта ударной волны. Напомним, что произведение ( $\rho_0 D_M$ ) носит название динамического импеданса и численно равно тангенсу угла наклона прямой линии ОМ к оси и. Эта прямая называется волновым лучом.

Свободная поверхность образца в момент отражения от нее фронта ударной волны приобретает скорость  $W_M$ . Положение точки  $u = W_M$ на (p-u)-плоскости определяется пересечением с осью u(p-u)-диаграммы волны, обращенной влево  $1^*$ , которая появляется в образце в результате отражения от свободной поверхности ударного фронта и начинает распространяться по среде, находящейся в состоянии движения, изображаемом точкой M. Эта (p-u)-диаграмма  $1^*$  проходит через точку M и расположена симметрично (p-u)-диаграмме 1 волны, обращенной вправо. Из условия симметричности (p-u)-диаграмм 1 и  $1^*$ относительно прямой  $u(p) = u_M$ , выполняющегося с достаточно высокой точностью для конденсированных сред, особенно для металлов, следует, что  $W_M = 2u_M$  или  $u_M = W_M/2$ .

Последнее соотношение между массовой скоростью на фронте ударной волны в момент его нормального падения на свободную плоскость

образца и начальной скоростью  $W_M$ , приобретаемой частицами среды на этой плоскости в результате разрежения ударно сжатого вещества, известно как правило «удвоения скоростей для конденсированных сред». Это правило было положено в основу метода откола при экспериментальном нахождении ударных адиабат металлов, реализованного в сороковых годах двадцатого века. При этом скорость движения свободной поверхности образца и скорость движения фронта ударной волны, набегающей на эту поверхность, измерялись с помощью электроконтактных датчиков.

Если бы при нахождении ударной адиабаты металлов методом откола для генерации ударных волн в исследуемых образцах использовались устройства нагружения, способные создавать начальные импульсы ступенчатой формы (с нулевой скоростью падения давления за фронтом ударной волны) и, соответственно, ударные волны с фронтами, распространяющимися в течении некоторого времени с постоянной скоростью и без спада массовой скорости за ними, то схема экспериментальной сборки была простой (рис. 18.2). На этом рисунке стрелками изображены стержневые элементы электроконтактных датчиков, через которые начинают протекать импульсы тока в момент возникновения их электрического контакта с поверхностью металлических пластин, сделанных из одного и того же (исследуемого) металла. Металлические пластины соединены с заземленными электродами электрических схем источников напряжения, которые обеспечивают генерацию импульсов напряжения, разновременность появления которых регистрируется с помощью осциллографов или частотомеров. Разновременность  $\Delta t_{12}$  срабатывания датчиков 1 и 2 позволяет найти скорость движения фронта ударной волны, набегающей на свободную



Рис. 18.2. Схема экспериментальной сборки (а) и схема алгоритма нахождения точек искомой (*p*-*u*)-диаграммы (б): УФПД — устройство фиксации положения датчиков; 1 и 2 — датчики для измерения средней скорости фронта ударной волны на измерительной базе *B*<sub>D</sub>; 2 и 3 — датчики для измерения средней скорости свободной поверхности на базе *B*<sub>W</sub>

поверхность образца:

$$D_M = \frac{B_D}{\Delta t_{12}},$$

а разновременность  $\Delta t_{23}$  срабатывания датчиков 2 и 3 используется для нахождения скорости движения свободной поверхности:

$$W_M = \frac{B_W}{\Delta t_{23}}.$$

Для того чтобы построить ударную адиабату, необходимо провести серию опытов с начальными импульсами различной интенсивности (с различными амплитудными давлениями), зарегистрировав в каждом из них значение  $W_M$  и  $D_M$ , используя однотипные экспериментальные сборки (см. табл. 18.1).

Таблица 18.1. Параметры, определяемые в серии опытов для построения ударной адиабаты методом откола

Номер опыта или серии опытов	Параметры, извлекаемые из экспериментов				
	$W_M$	$D_M$	$u_M^*$	$p_M^*$	$ ho_M^*$
Nº 1					
№ 2					
№					

\* — значения параметров находятся расчетом с использованием результатов наблюдения  $W_M$  и  $D_M$ .

В соответствии с правилом «удвоения скоростей» измеренные значения  $W_M$  пересчитываются на значения массовой скорости  $u_M$  на фронте ударной волны, движущейся со скоростью  $D_M$ :

$$u_M = W_M/2.$$

Если мы в плоскости (p-u) проведем прямую с углом наклона к оси u, соответствующим динамическому импедансу  $\rho_0 D_M$ , и найдем точку пересечения ее с вертикальной прямой  $u(p) = u_M$ , то получим точку M, принадлежащую искомой (p-u)-диаграмме сжатия вещества в ударной волне, обращенной вправо. На стадии анализа процесса отражения ударной волны от свободной поверхности эта p-u-диаграмма считалась заданной. Давление  $p_M$ , соответствующее точке M, можно найти и без геометрических построений:

$$p_M = (\rho_0 D_M) \cdot W_M / 2.$$

По результатам измерения в каждом эксперименте значений  $W_M$  и  $D_M$ , используя закон сохранения массы при ударно-волновом сжа-

тии, можно найти значение плотности вещества на фронте ударной волны  $\rho_M$ :

$$\rho_M = \rho_0 D_M / (D_M - W_M / 2).$$

После завершения заполнения всех ячеек таблицы (табл. 18.1) результаты экспериментов представляют в виде точек, обычно на плоскости с координатами: «волновая скорость D – массовая скорость u» или «давление p – плотность  $\rho$ ». Исходя, как правило, из некоторых теоретических представлений, задаются аналитической формой связи D и u или p и  $\rho$ . После этого находят числовые значения параметров соответствующих аналитических зависимостей D(u) или  $p(\rho)$ , пользуясь методом наименьших квадратов. При этом добиваются минимизации суммы квадратов отклонения экспериментально полученных значений величины, принятой за зависимостью.

Во время начала реализации этого метода в сороковых годах двадцатого века начальный импульс на плоскости исследуемого образца создавался падающей детонационной волной. Поэтому фронт ударной волны, приближаясь к свободной поверхности замедлял свое движение, а скорость движения свободной поверхности после момента отражения от нее фронта ударной волны также уменьшалась. При этом использование простой схемы экспериментальной сборки, показанной на рис. 18.2, привело бы к измерению средних значений переменных скоростей  $D_M$  и  $W_M$ , относящихся к различным частицам среды, а не мгновенных значений  $D_M$  и  $W_M$  в одной точке M исследуемой среды. Это привело бы к неточности построения ударных адиабат.

Один из способов минимизации погрешностей при нахождении ударных адиабат, связанных с затуханием ударных волн, генерируемых в исследуемых образцах плосковолновыми генераторами с падающей детонационной волной, заключается в следующем. Для получения каждой точки искомой зависимости D(u) или  $p(\rho)$  проводятся две серии опытов (обычно 4...6 опытов в каждой серии) с одинаковыми высокостабильными генераторами идентичных начальных импульсов на поверхностях двух различных экспериментальных сборок (рис. 18.3). Сборка, показанная на рис. 18.3, а, предназначена для измерения волновой скорости, а на рис. 18.3, б — для измерения скорости свободной поверхности, пересчитываемой на массовую скорость. Соотношения толщин пластин из исследуемого материала, показанное на рисунке, а также соотношение базы  $B_D$  и размеров нагружающего заряда плосковолнового генератора подбирают таким, чтобы средняя волновая скорость, измеряемая на базе  $B_D$  датчиками (1, 2) и  $(1^*, 2^*)$ , с достаточной точностью совпадала с мгновенным значением скорости фронта ударной волны на расстоянии, равном удалению от нагружающего заряда свободной поверхности пластины, скорость которой контролируется датчиками (3, 4) и (3\*, 4\*). Результатом каждой такой пары серий опытов являются осредненные (по 4...6 опытам) значения



Рис. 18.3. Схемы экспериментальных сборок для проведения «спаренных» серий экспериментов по измерению волновой скорости (а) и скорости свободной поверхности (б) исследуемого материала при реализации метода откола: М — мишень из исследуемого материала; ПВГ — плосковолновой генератор; (1, 2) и (1\*, 2\*) — датчики для измерения скорости фронта ударной волны и контроля его формы; (3, 4) и (3\*, 4\*) — датчики для измерения скорости свободной поверхности образца и контроля симметричности движения ее элементов

 $D_M$  и  $u_M$ . Использование в каждой сборке дублирующих друг друга пар датчиков позволяет контролировать плоскопараллельность фронта ударной волны и свободной поверхности исследуемого образца, а также уменьшить случайные погрешности измерения волновых и массовых скоростей.

При необходимости нахождения ударных адиабат неэлектропроводных материалов для того, чтобы получить электрические отметки моментов появления контактов неподвижных чувствительных элементов электроконтактных датчиков с поверхностями, движение которых позволяет измерить  $D_M$  или  $W_M$ , можно «металлизировать» эти поверхности, например, тонкими пленками высокоэлектропроводных металлов. Металлизированные поверхности при этом заземляются (см., например, схему сборки для измерения скорости D в оргстекле на рис. 13.29). Однако на практике для измерения  $D_M$  и  $W_M$  у неметаллических материалов чаще использовались оптические методы регистрации.

При достаточно сильных ударных волнах в качестве отметчиков начала движения поверхностей, с помощью которых измеряется скорость  $D_M$  или  $W_M$ , можно применять оптоволоконные световоды (рис. 14.98 и 14.99), а для непрерывной регистрации движения поверхностей — светящиеся зазоры (рис. 18.4).

Возможности использования метода откола для нахождения ударных адиабат ограничены давлениями сжатия, начиная с которых проявляются существенные нарушения правила «удвоения скоростей».

**18.2. Метод торможения.** Метод торможения свободен от использования правила «удвоения скоростей» при нормальном падении



Рис. 18.4. Схема эксперимента с оптическим методом регистрации скорости фронта ударной волны и свободной поверхности образца (*a*) и схема изображения щелевой фотохронограммы (фоторазвертки) свечения зазоров (*б*): ПВГ — плосковолновой генератор; М — мишень; ФУВ — фронт ударной волны; 1 — наклонная прозрачная призма; 2 — тонкая металлическая полоска; 3 — прозрачные призмы для контроля параллельности фронта ударной волны поверхности мишени, обращенной к скоростному фоторегистратору;  $f^*$  — полоски засветки фотопленки от вспышки света при схлопывании зазора между мишенью М и контрольными призмами;  $f_D$  и  $f_W$  — полоски засветки фотопленки, вызванные перемещением зоны свечения зазора, генерируемого перемещением фронта ударной волны  $f_D$  и свободной поверхности мишени  $f_W$ ; к СФР — направление, в котором изображение торца сборки направляется на входной объектив скоростного фоторегистратора

фронта ударной волны на свободную поверхность. При нахождении ударных адиабат этим методом измеряются скорость соударения ударника с образцом из исследуемого вещества и какой-либо параметр фронта ударной волны, входящей в этот образец (скорость фронта ударной волны или давление или массовая скорость на этом фронте). Исследуемый образец мы будем называть мишенью. В классической версии исполнения этого метода, разработанного в СССР в конце сороковых годов, применяемой до настоящего времени, измерялась скорость фронта ударной волны. Это позволяло обходиться в экспериментах по нахождению ударных адиабат лишь однотипной, простейшей и очень точной методикой электроконтактных датчиков для измерения и массовых, и волновых скоростей. В более поздних исследованиях, когда возникла необходимость определения ударных адиабат различных материалов, причем, в ходе экспериментов, в которых эта задача была не единственной, а в некотором смысле вспомогательной, многие исследователи вместо скорости фронта ударной волны в исследуемом

образце начали измерять давление или массовую скорость. Однако при этом название метода осталось без изменения.

Существуют две разновидности метода торможения. В одной из них ударник делается из эталонного материала, т.е. с известной ударной адиабатой. В другой разновидности метода ударник и мишень делаются из одного материала, ударная адиабата которого подлежит определению. Мы рассмотрим сначала первую, а затем вторую разновидности построения ударных адиабат методом торможения.

**18.2.1.** Определение ударной адиабаты методом торможения с использованием эталонных материалов. Перед изложением особенностей экспериментов и алгоритма обработки результатов измерений для построения ударных адиабат методом торможения рассмотрим общую схему (рис. 18.5) анализа взаимодействия ударника и мишени (исследуемого образца), которая могла бы быть использована при формировании схемы эксперимента и алгоритма его обработки.



Рис. 18.5. Анализ метода торможения (для построения ударных адиабат) с помощью (t-x)-диаграммы (a) и (p-u)-диаграммы (б)

При изготовлении ударников в качестве эталонных материалов применяют обычно алюминий, медь или мягкую, малоуглеродистую сталь, если метание осуществляется взрывным образом. Прочность этих металлов достаточна для предотвращения откольных разрушений при метании ударников, имеющих форму плоских пластин. В то же время, сравнительно низкий предел упругости этих материалов позволяет рассматривать материал ударника как жидкость, пренебрегая эффектами, обусловленными упругопластическими свойствами металлов, и считать, что их ударные адиабаты имеют линейный вид *D* = *a* + *bu*, начиная с достаточно малых значений массовой скорости. При необходимости построения ударных адиабат материалов в области пониженных давлений в качестве эталонных материалов используют обычно органическое стекло (оргстекло), или плексиглас (полиметилметакрилат — ПММА), фторопласт и даже полиэтилен. При этом используют уже устройства метания, характеризуемые низкими амплитудными значениями давления на ударники в процессе их разгона.

Если ударник из эталонного материала в процессе разгона не претерпевает существенного разогрева (обычно не более  $10^2$  К у металлов и  $10^1$  К у органических материалов), то знание скорости соударения  $W_y$  позволяет построить (p-u)-диаграмму (кривая 1) волны в ударнике (прямая  $D_y$  на рис. 18.5, *a*), обращенной влево, которая образуется и начинает распространяться в нем в момент «соприкосновения» с мишенью. Уравнением этой (p-u)-диаграммы волны в ударнике, проходящей через точку  $W_y$ , является

$$p = \rho_{0y} \left( W_{y} - u \right) \left( a_{y} + b_{y} \left( W_{y} - u \right) \right), \tag{18.1}$$

где  $ho_{0y}$ ,  $a_y$  и  $b_y$  — плотность и коэффициенты ударной адиабаты материала ударника, находящегося в начальном состоянии.

Начальные параметры на фронте ударной волны в исследуемом образце, которые могут быть измерены в эксперименте, определяются точкой M, в которой пересекаются (p-u)-диаграмма 1 для волны в ударнике и (p-u)-диаграмма 2 для волны в мишени (на стадии анализа процесса, предшествующего формированию алгоритма эксперимента эта (p-u)-диаграмма условно полагается известной). Точке M соответствуют параметры состояния движения исследуемого вещества во фронте возникшей ударной волны  $p_M$ ,  $u_M$  и скорость фронта волны  $D_M$ , которая определяет положение волнового луча 0M, имеющего уравнение

$$p = \rho_{0\mathsf{M}} D_M u, \tag{18.2}$$

где  $\rho_{0M}$  — начальная плотность исследуемого вещества (мишени).

Если при известной (p-u)-диаграмме 1 в эксперименте будет измерен любой один из трех параметров:  $p_M$ ,  $u_M$ ,  $D_M$ , то остальные два могут быть найдены с помощью (p-u)-диаграммы.

Например, если измерить  $D_M$ , то проведя волновой луч 0M, можно найти точку M на плоскости (p-u) и по ней определить координаты  $p_M$ и  $u_M$ . Аналитическое решение такой задачи сводится к нахождению решения системы уравнений (18.1) и (18.2):

$$u_M = \frac{B_{\rm VM} - \sqrt{B_{\rm VM}^2 - 4A_{\rm V}C_{\rm V}}}{2A_{\rm V}}; \quad p_M = \rho_{\rm 0M} D_M u_M, \tag{18.3}$$

где  $B_{yM} = a_y + 2b_y W_y + \frac{\rho_{0M}}{\rho_{0y}} D_M; \quad A_y = b_y; \quad C_y = (a_y W_y + b_y W_y^2).$ 

Для нахождения плотности на фронте ударной волны используется известное соотношение  $\rho_{\rm M} = \rho_{\rm 0M} D_M / (D_M - u_M)$ .

Проведя серию экспериментов с различными скоростями ударников и измеряя в каждом из них «одновременно»  $W_y$  и  $D_M$  можно заполнить таблицу, аналогичную табл. 18.1, после чего построить ударную адиабату в форме D = D(u) или  $p = p(\rho)$ .

При наличии устройств, позволяющих реализовать плоскосимметричное ударно-волновое нагружение мишени достаточно толстым и массивным ударником, имеющим к моменту начала взаимодействия



Рис. 18.6. Схема экспериментальной сборки для построения ударной адиабаты материала мишени методом торможения ударника, разгоняемого до скорости установившегося движения  $W_{y}(t) = \text{const:} (1, 2)$  и  $(1^*, 2^*)$  — датчики для измерения скорости фронта ударной волны; (1, 3) и  $(1^*, 3^*)$  — датчики для измерения установившейся скорости ударника  $W_{y}$ 

с исследуемым материалом постоянную скорость полета (не возмущаемую устройствами измерения ее значения  $W_y$ ), можно использовать экспериментальную сборку простой схемы (рис. 18.6).

Следует заметить, что при реализации метода торможения в сороковые годы прошлого века в РФЯЦ ВНИИЭФ измерение скорости ударника и волновой скорости в мишени осуществлялось параграфьным образом в двух самостоятельных сериях экспериментов с идентичными высокостабильными устройствами взрывного метания ударников (рис. 18.7). При этом устройства взрывного метания ударников были таковы, что на измерительной базе  $B_W$  ударник летел еще с ускорением (хотя и небольшим).



Рис. 18.7. Схемы экспериментальных сборок для проведения спаренных серий опытов по нахождению осредненного значения скорости фронта ударной волны в мишени (*a*) и осредненного значения скорости соударения с ней ударника (*б*) при одинаково настроенных параметрах метательного устройства (осреднение проводится по 4...6 опытам): УФПД — устройство фиксации положения датчиков



Рис. 18.8. Схемы измерительных узлов экспериментальных сборок при измерении скорости фронта ударной волны в мишени и скорости неустановившегося движения «сферически сходящегося» ударника в спаренных сериях опытов для построения ударных адиабат методом торможения; 1 и 2 — датчики для измерения скорости фронта ударной волны; 3 и 4 — датчики для измерения средней скорости ударника

Если для достижения экстремально высоких скоростей ударника и, соответственно, экстремально интенсивного сжатия исследуемых образцов применяется схема взрывного метания сферической сходящейся детонационной волной, то для нахождения скоростей фронта ударной волны в мишени  $D_{\rm M}$  и ударника  $W_{\rm y}$  используется измерительная система, схема которой показана на рис. 18.8.

При этом процедура измерения «экспериментального» значения скорости фронта ударной волны  $D_{\rm M}^{\rm 3KC} = B_D/\Delta t_{12}$  дополняется пересчетом его на поправочное значение для измерительного радиуса  $R_{\rm H3M}$ . Этот пересчет включает нахождение поправочных величин  $\Delta D_1$  и  $\Delta D_2$ . Принципиальные особенности схемы эксперимента и обработки его результатов с учетом поправок  $\Delta D_1$  и  $\Delta D_2$  вызваны тем, что в отличие от плоскосимметричного соударения ударника и мишени (рис. 18.7) при сферической симметрии движения скорость лицевой поверхности ударника до встречи с мишенью и скорость фронта ударной волны, входящей в мишень, — величины непостоянные. Они непрерывно претерпевают нарастающее ускорение по мере приближения к центру симметрии.

Первая поправка  $\Delta D_1$  учитывает отличие средней скорости ударной волны на базе  $B_D$  (фиксируемой на измерительном радиусе  $R_{\rm ИЗM}$ ) от мгновенной скорости на радиусе  $R_{\rm ИЗM}$ . Разница этих скоростей  $\Delta D_1$ находится из сопоставления мгновенной и средней скоростей фронта волны по соответствующей расчетной зависимости движения волны в реальной геометрии устройства. Расчет проводится с использованием ударных адиабат, полученных в первом приближении, без учета поправок  $\Delta D_1$  и  $\Delta D_2$ . Величина поправки учитывается в «экспериментальном» значении скорости.

Вторая поправка  $\Delta D_2$  обусловлена тем, что скорость фронта экспериментально находится на радиусе  $R_{\rm H3M}$ , отличающемся на величину  $B_D/2$  от начального радиуса поверхности соударения  $R_{\rm HM}$ . Поэтому приходится искусственно «переносить» границу системы «ударник-мишень» на окружность с радиусом  $R_{\rm H3M}$ . Соответствующая поправка  $\Delta D_2$  находится из расчетного сопоставления скоростей фронта волны в мишени в действительной геометрии проведения опыта и в измененной, при которой граница системы «ударник-мишень» перемещена на окружность с радиусом  $R_{\rm H3M}$ .

Многие вещества в результате ударно-волновых воздействий претерпевают некоторые превращения, например, химическое разложение с изменением удельного объема и соответствующим изменением скорости фронта ударной волны при прохождении измерительной базы  $B_D$ . В этом случае определение ударной адиабаты методом торможения с измерением средней скорости фронта ударной волны электроконтактными датчиками, как правило, приводит к существенным погрешностям.

В подобных случаях для построения ударной адиабаты можно использовать версию метода торможения с измерением вместо средней скорости фронта ударной волны в образце либо давления, либо массовой скорости на плоскости контакта исследуемого образца, на которую налетает ударник.

Если используется методика измерения давления, например, манганиновым или пленочным PVDF-датчиком, позволяющая на регистрограмме (рис. 18.9) выделить значение давления  $p_M$  на фронте ударной волны, входящей в образец исследуемого материала, то массовая скорость  $u_M$  на фронте этой волны и скорость фронта  $D_M$  в соответствии с построениями на (p-u)-диаграмме (рис. 18.5,  $\delta$ ) и с формулами (18.1)

Рис. 18.9. Формы осциллограмм при измерении давления на поверхности нагружаемого толстым плоским ударником образца энергетического материала, которые позволяют выделить фронтальные значения давления с высокой степенью достоверности (1 и 2) и с пониженной степенью достоверности (3) или не позволяют выделить фронтальное значение давления (4)



и (18.2) находятся как

$$u_{M} = W_{y} - \frac{a_{y}}{2b_{y}} \left[ \sqrt{1 + \frac{4b_{y}p_{M}}{\rho_{0y}a_{y}^{2}}} - 1 \right],$$

$$D_{M} = p_{M} / (\rho_{0y}u_{M}).$$
(18.4)

Если используется методика измерения массовой скорости магнитоэлектрическим датчиком, позволяющая на регистрограмме выделить значение массовой скорости на фронте ударной волны, входящей в образец исследуемого материала  $u_M$ , то давление на фронте этой волны и его скорость  $D_M$  в соответствии с построениями на диаграмме (рис. 18.5, б) и уравнениями (18.1) и (18.2) находятся как

$$p_{M} = \rho_{0Y} \left( W_{Y} - u_{M} \right) \left( a_{Y} + b_{Y} \left( W_{Y} - u_{M} \right) \right),$$
  
$$D_{M} = p_{M} / (\rho_{0M} u_{M}).$$
 (18.5)

При этом значение скорости ударника  $W_y$ , входящее в (18.4) и (18.5), находится обычно с использованием электроконтактных датчиков. Следует иметь в виду, что при использовании магнитоэлектрических датчиков, чувствительные элементы которых расположены на плоскости соударения, во избежание появления электрических «предвестников», затрудняющих определение скачка массовой скорости на фронте начального импульса, следует применять неметаллические ударники, например, текстолитовые.

18.2.2. Нахождение ударной адиабаты методом торможения при одинаковых материалах ударника и мишени. Если материалы ударника и мишени одинаковы, то массовая скорость частиц мишени  $u_{\rm M}$ , приобретаемая в начальный момент соударения ее с ударником, подлетающим со скоростью  $W_{\rm Y}$ , равна половине его скорости:

$$u_M = W_y/2.$$
 (18.6)

В этом легко убедиться, если применительно рассматриваемому случаю на рисунке, аналогичном рис. 18.5, *б*, изобразить кривые *1* и *2* «одинаковыми», т.е. являющимися зеркальными отражениями друг друга. При этом вертикальная прямая, проходящая через точку, станет осью симметрии и мы получим иллюстрацию соотношения (18.6).

Эксперименты с ударниками и мишенями из одинаковых материалов выполнялись авторами этого метода по схемам, показанным на рис. 18.7, a и рис. 18.7, b, с использованием устройств метания, настраиваемых на воспроизведение ряда значений  $W_y$ . Каждое из этих значений задается для конкретной пары серий экспериментов по измерению  $W_y$  и  $D_y$ . Результаты измерения пар значений ( $W_y$ ,  $D_M$ ) позволяют заполнить таблицу, аналогичную табл. 18.1, значениями параметров состояния движения и параметров термодинамических состояния:

$$u_M = W_y/2,$$

$$p_M = \rho_{0M} D_M u_M,$$
 (18.7)  
 $\rho_M = \rho_{0M} D_M / (D_M - u_M).$ 

Метод построения ударных адиабат с использованием данных этой таблицы, полученных описанным образом, является абсолютным в том смысле, что исходной информацией являются результаты измерения только кинематических характеристик процесса:  $W_y$  и  $D_M$ . При этом термодинамические параметры состояния  $p_M$  и  $\rho_M$  вычисляются с использованием двух указанных кинематических характеристик характеристик по уравнениям сохранения массы и импульса.

Этим методом в СССР были определены ударные адиабаты стали (железа), алюминия, меди и урана, которые в дальнейшем уже использовались как эталонные материалы при построении ударных адиабат широкого круга других материалов. Однако эксперименты, связанные с измерением скорости ударника, являются слишком трудоемкими, требуют много времени для монтажа и контрольных проверок элементов экспериментальной сборки. Поэтому для повышения производительности работ по установлению ударных адиабат большого числа веществ был разработан метод отражения, не связанный с необходимостью высокоточного измерения скорости метания ударников.

**18.3.** Определение ударной адиабаты методом отражения. Метод отражения отличается от метода торможения тем, что из эталонного материала изготавливается не ударник, а экран, через который ударно-волновое воздействие передается на исследуемый образец, называемый нами мишенью (рис. 18.10).

Если параметры состояния движения на фронте ударной волны в экране в момент его выхода на границу раздела с мишенью изоб-



Рис. 18.10. Пространственно-временная диаграмма (a) и (p-u)-диаграммы для распада разрыва при прохождении ударной волны через границу раздела экрана (из эталонного материала) с мишенью, имеющей относительно эталона больший динамический импеданс (б) и меньший динамический импеданс (в): ГТ — «головная траектория» отраженной волны в экране — фронт ударной волны, либо головная характеристик волны разрежения

19 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов
ражаются точкой Э (экран) на (p-u)-диаграмме 1, построенной для ударной волны в экране  $D_{\Im}$ , которая набегает на мишень, то начальные параметры состояния движения ударной волны в мишени, исходящей из точки M (на (t-x)-диаграмме) определяются точкой M на плоскости (p-u). Эта точка находится на пересечении искомой (p-u)-диаграммы для волны, возникающей в мишени (кривая 2) и (p-u)-диаграммы для отраженной волны в экране, обращенной влево (кривая  $I^*$  на рис. 18.10,  $\delta$  или на рис. 18.10,  $\beta$ ).

Если не требуется очень высокая точность построения искомой ударной адиабаты исследуемого образца, то эта (p-u)-диаграмма  $1^*$  волны в экране, обращенной влево, может быть принята в приближении ее симметричности (p-u)-диаграмме 1 волны, обращенной вправо, как это показано на рис. 18.10,  $\delta$  или на рис. 18.10, s.

При необходимости достижения высокой точности построения ударной адиабаты для нахождения точки M следует построить (p-u)-диаграмму ударной волны вторичного сжатия, бегущей по экрану, уже сжатому до состояния движения  $(p_{\ni}, u_{\ni})$ , если динамический импеданс исследуемого материала выше, чем у экрана (рис. 18.10,  $\delta$ ). Если динамический импеданс исследуемого материала, наоборот, меньше, чем у экрана, то для нахождения точки M необходимо построить (p-u)-диаграмму волны разрежения.

Так как мы еще не рассматривали методы построения ударных адиабат вторичного сжатия и изоэнтроп разрежения веществ, сжатых предварительно ударно-волновым образом, то ограничимся приближением симметричности (p-u)-диаграмм для волн противоположного обращения. Если известны коэффициенты ударной адиабаты эталона в форме  $D = a_3 + b_3 u$ , то из принятого условия симметричности диаграмм 1 и  $1^*$  можно записать выражение для (p-u)-диаграммы  $1^*$ :

$$p_{\mathsf{M}} = \rho_{0\mathfrak{D}} \left( 2u_{\mathfrak{D}} - u \right) \left( a_{\mathfrak{D}} + b_{\mathfrak{D}} \left( 2u_{\mathfrak{D}} - u \right) \right),$$
  
$$u_{\mathfrak{D}} = (D_{\mathfrak{D}} - a_{\mathfrak{D}})/b_{\mathfrak{D}}.$$
 (18.8)

Для того чтобы уменьшить погрешности от использования этого допущения, экспериментаторы для каждого нового исследуемого материала подбирают («угадывают») эталонный материал для экрана, при котором различия в (*p*-*u*)-диаграммах 2 (для исследуемого образца) и 1 (для эталона) минимальны.

Подавляющее большинство исследований сжимаемости веществ в СССР было выполнено с использованием версии метода отражения, в которой в эксперименте с помощью электроконтактных датчиков измерялись скорости фронтов ударных волн в эталоне  $D_{\Im}$  и в исследуемом веществе мишени  $D_{M}$ . Эти скорости ( $D_{\Im}$  и  $D_{M}$ ) определяли положение волновых лучей (на рисунках 18.10,  $\sigma$  и 18.10, s) с уравнениями

$$p = \rho_{0 \ni} D_{\ni} u$$
 и  $p = \rho_{0 \mathsf{M}} D_{\mathsf{M}} u.$ 

Положение волнового луча эталона и известная (p-u)-диаграмма для ударно-волнового сжатия экрана (кривая 1) определяют точку Э, а приближение симметричности (p-u)-диаграмм, обращенных вправо и влево, позволяет построить (p-u)-диаграмму 1\* и найти точку пересечения ее со вторым волновым лучом — точку M. Эта точка Mпринадлежит (p-u)-диаграмме процесса ударно-волнового сжатия исследуемого вещества (искомой кривой 2) и определяется параметрами состояния движения на фронте ударной волны  $p_M$  и  $u_M$ . Плотность исследуемого вещества мишени в ударно сжатом состоянии вычисляется по формуле, аналогичной (18.7).

Геометрическим построениям точки M, показанным на рис. 18.10,  $\delta$ и 18.10, s, соответствует решение системы уравнений для волнового луча  $p = \rho_{0M}D_M u$  и для (p-u)-диаграммы  $I^*$ :

$$\begin{cases} p_M = \rho_{0\ni} \left( 2u_{\ni} - u_M \right) \left( a_{\ni} + b_{\ni} \left( 2u_{\ni} - u_M \right) \right), \\ u_{\ni} = \left( D_{\ni} - a_{\ni} \right) / b_{\ni}, \\ p_M = \rho_{0M} D_M u_M. \end{cases}$$

Значения координат точки M ( $p_M$  и  $u_M$ ), являющиеся решением этой системы уравнений, можно найти по формулам (18.3), проведя в них замену:  $\rho_{0y}$  на  $\rho_{0\ni}$ ,  $a_{0y}$  на  $a_{\ni}$ ,  $b_y$  на  $b_{\ni}$  и  $W_y$  на  $2u_{\ni}$ .

На рис. 18.11 представлена простейшая схема экспериментальной сборки. Она позволила бы проводить измерения  $D_{\Im}$  и  $D_M$ , необходимые для вычисления параметров ударно-волнового сжатия мишени из исследуемого металлического материала, если бы устройство метания надежно обеспечивало плоскосимметричность взаимодействия ударника с металлическим экраном и «подход» ударника к экрану со строго установившейся (уже не изменяющейся во времени скоростью). Проведение опытов с различными скоростями ударников позволяет заполнить таблицу, аналогичную табл. 18.1, и провести процедуру подбора



Рис. 18.11. Принципиальная схема экспериментальной сборки для регистрации скорости фронта ударной волны в экране  $D_3$  с помощью электроконтактных датчиков 1 и 2 и скорости фронта ударной волны в мишени  $D_{\rm M}$  с помощью датчиков 2 и 3

19\*

коэффициентов в искомых эмпирических зависимостях  $D_M = D_M(u_M)$ или  $p_M = p_M(\rho_M)$ .

При необходимости построения ударных адиабат неметаллических, неэлектропроводных сред схему, показанную на рис. 18.11, часто подвергают существенной модификации. Если исследуемое вещество не претерпевает полиморфных или взрывных превращений, то эта модификация затрагивает лишь контактные датчики, фиксирующие время прохождения ударными волнами измерительных баз в эталоне и в мишени. Например, используют электроконтактные датчики «трубчатой» конструкции см. датчики 3, 4, 3\*, 4\* на рис. 18.7, б), более удобные в обращении по сравнению с фольговыми датчиками, показанными на рис. 13.29, и более чувствительные, чем датчики в виде скруток проводов (рис. 13.28). Но при исследованиях сжимаемости веществ, претерпевающих полиморфные, а тем более, взрывные превращения, как правило, отказываются от контактных датчиков. Так, в образцах взрывчатых веществ фронт ударной волны, проходя измерительную базу, может претерпевать существенное ускорение, не контролируемое в случае использования для замера  $D_M$  только двух контактных датчиков, разделенных слоем BB толщиной  $\delta_{M} = B_{DM}$ . При этом среднее значение скорости фронта ударной волны, измеренное на базе  $\delta_{M} = B_{DM}$ , может существенно отличаться от начального значения скорости  $D_M$  непосредственно у поверхности контакта с экраном.

Во избежание погрешностей при построениях ударных адиабат, связанных с возможными неточностями непосредственного измерения скорости  $D_M$  вблизи поверхности раздела «экран-исследуемое вещество», переходят от измерений скорости фронта ударной волны к измерению либо давления, либо массовой скорости вещества в ударной волне с помощью датчиков состояния движения среды соответствующего принципа действия. Обычно используют манганиновые или пленочные ПВДФ датчики давления, либо магнитоэлектрические датчики массовой скорости.

Рассмотрим один из вариантов реализации метода отражения при построении ударной адиабаты высокоплотного сравнительно низкочувствительного ВВ с использованием одного датчика давления вместо двух пар контактных датчиков для измерения волновых скоростей в экране и мишени (рис. 18.12).

Чувствительный элемент датчика давления располагается в экране на глубине  $\delta$  от поверхности контакта с исследуемым образцом (в нашем примере — зарядом ВВ). Для этого используется лист толщиной  $\delta$ из того же эталонного вещества, что и остальная часть экрана, например, из фторопласта. К плоскости экрана, противоположной мишени, прикладывается с помощью толстого плоского ударника ударно-волновой импульс ступенчатой временной формы (без спада давления за фронтом ударной волны). Фронт ударной волны в экране с давлением  $p_{\Im}$  (траектория фронта в лагранжевых координатах (t-h) обозначена  $D_{\Im}$ ), отражаясь от мишени, создает в ней волну с фронтом  $D_{M}$ . Фронт отраженной волны в экране обозначен  $D_{\Im}^*$ . Так как падающая волна с фронтом  $D_{\Im}$  генерируется импульсом давления ступенчатой формы и не затухает, то и образовавшиеся волны с фронтами  $D_M$  и  $D_{\Im}^*$ в течение некоторого времени не затухают, а давления в них одинаковы и равны  $p_M$  (см. рис. 18.12, e). Заметим, что построения на рис. 18.12, eповторяют рис. 18.10,  $\delta$ , за исключением отсутствия волновых лучей, которые в нашем случае не нужны.

При нормальном функционировании аппаратуры системы регистрации процесса прохождение волнами с фронтами  $D_{\mathfrak{P}}$  и  $D^*_{\mathfrak{P}}$ (на рис. 18.12, б) через плоскость расположения чувствительного элемента датчика давления приведет к появлению регистрограммы, которая в идеализированном виде показана на рис. 18.12, в. Эта регистрограмма в передней части содержит два скачка. В первом скачке давление повышается до значения  $p_{2}$ , а во втором — до  $p_{M}$ . После этих скачков давления, разнесенных во времени на величину  $\tau_{\delta}$ , может наблюдаться сравнительно медленный рост давления (распространение появившегося возмущения показано пунктирными линиями), обусловленный началом интенсивного разложения ВВ и ускорением, вследствие этого, фронта ударной волны в мишени. Начавшееся бурное разложение ВВ проявляется на записи давления, регистрируемого датчиком. Величина  $\tau_{\delta}$  по порядку равна  $\tau_{\delta} = 2\delta/c_{0,2}$ , где  $c_{02}$  — скорость звука в эталоне. Если  $\tau_{\delta}$  меньше задержки проявления бурного разложения ВВ, то получившаяся регистрограмма давления (рис. 18.12, в) позволяет извлечь: а) параметры состояния движения  $p_{\rm M}$  и  $u_{\rm M}$  на фронте ударной волны в исследуемой мишени; б) скорость этого фронта  $D_{\rm M}$ ; в) плотность ударно сжатого, но еще



Рис. 18.12. Принципиальная схема экспериментальной сборки для построения ударной адиабаты мишени методом отражения без измерения волновых скоростей (*a*), схемы прохождения фронтов падающей и отраженной волн через чувствительных элемент датчика давления (*б*), динамика давления в плоскости расположения датчика (*в*) и (*p*-*u*)-диаграмма волнового процесса (*г*): ДД — датчик давления

не начавшего разлагаться вещества  $\rho_M = \rho_{0M} D_M / (D_M - u_M)$ . Знание значений величин  $D_M$ ,  $u_M$ ,  $p_M$ ,  $\rho_M$  позволяет заполнить таблицу, аналогичную табл. 18.1, необходимую для построения аналитических выражений для ударных адиабат.

Для нахождения точки M на (p-u)-плоскости надо построить по известной ударной адиабате экрана (p-u)-диаграмму 1 и по измеренному давлению  $p_{\Im}$  найти на ней точку  $\Im$ . Проведя через точку  $\Im$ линию  $1^*$ , симметричную кривой 1, и зная измеренное давление  $p_M$ , можно найти положение точки M. Координаты этой точки являются искомыми величинами  $p_M$  и  $u_M$ . Этим геометрическим построениям соответствует решение системы уравнений:

$$\begin{cases} u_M = \frac{\alpha_{\Im}}{2\beta_{\Im}} \Big[ 2\sqrt{1 + \frac{4\beta_{\Im}p_{\Im}}{\rho_{0\Im}\alpha_{\Im}^2}} - \sqrt{1 + \frac{4\beta_{\Im}p_M}{\rho_{0\Im}\alpha_{\Im}^2}} - 1 \Big],\\ D_M = p_M/(\rho_{0\mathsf{M}}u_M),\\ \rho_M = \rho_{0\mathsf{M}}D_M/(D_M - u_M). \end{cases}$$

18.4. Экспериментальное построение изоэнтроп разрежения и ударных адиабат повторного сжатия конденсированных сред. В ранее рассмотренном алгоритме приближенного построения ударных адиабат методом отражения, основанном на анализе распада разрыва при прохождении фронта ударной волны через границу раздела двух сред (рис. 18.10 и рис. 18.12), использовалось упрощающее допущение о симметричности (*p*-*u*)-диаграмм для падающей (1) и для отраженной (1\*) волн. Но существуют задачи газодинамических исследований, для которых погрешности, возникающие в результате использования этого допущения, недопустимы. Это одна из причин возникновения необходимости экспериментального построения (p-u)-диаграмм либо для волн повторного ударно-волнового сжатия, например, от  $p_{\Im}$  до  $p_{M}$  (как на рис. 18.10, б), либо для волн изоэнтропического расширения вещества, предварительно сжатого ударно-волновым образом (рис. 18.10, в). (*p*-*u*)-диаграммы состояний движения, возникающих во фронтах ударных волн повторного сжатия, часто называют просто ударными адиабатами повторного сжатия, а (p-u)-диаграммы для состояний, возникающих в волнах разрежения, — изоэнтропами разрежения, или изоэнтропами разгрузки.

**18.4.1.** Экспериментальное построение изоэнтроп разрежения конденсированных сред. Рассмотрим вначале, как могут быть экспериментально построены (p-u)-диаграммы изоэнтропического расширения вещества, предварительно сжатого до некоторого заданного значения давления, которое обозначим так же, как на рис. 18.10, б, а именно,  $p_{\Im}$ .

Возьмем исследуемое вещество, для которого надо найти изоэнтропу разрежения, в виде экрана, расположенного между устройством генерации в нем ударной волны  $D_{\Im}$  (рис. 18.10, *a*) и мишенью из материала с известной ударной адиабатой в виде  $D = a_{\rm M} + b_{\rm M} u$ . Ударная

адиабата первичного сжатия исследуемого вещества, находившегося в начальном состоянии при p = 0, u = 0, полагается известной также в форме  $D = a_{\mathfrak{I}} + b_{\mathfrak{I}}u$ .

Если ударная волна в экране со скоростью  $D_{\Im}$  выйдет на границу с мишенью, то вещество экрана, перешедшее во фронте этой волны в состояние движения, изображенное точкой  $\Im$  на кривой 1, претерпевает внезапное расширение, вызывая при этом в мишени ударную волну. Во фронте этой волны вещество переходит из состояния «О» в состояние движения, изображаемое точкой M (рис. 18.10, e). Точка M при этом также изображает состояние движения вещества экрана (на границе с мишенью), возникающее при изоэнтропическом его разрежении, т.е. точка M лежит на (p-u)-диаграмме процесса изоэнтропического разрежения вещества, находившегося в состоянии движения  $\Im$ .

На основании анализа рис. 18.10, в можно сформировать следующий способ построения (p-u)-диаграммы изоэнтропического разрежения материала экрана из начального состояния, достигнутого ударноволновым сжатием до заданного давления  $p_{\Im}$ . Проводится серия опытов, в которых в изучаемом веществе с известной ударной адиабатой первичного сжатия создаются ударные волны со строго фиксированным давлением  $p_{\Im}$  во фронте к моменту выхода его на мишень. В каждом опыте этой серии в качестве мишени используется новая среда с известной ударной адиабатой, и измеряется какой либо параметр фронта ударной волны, входящей в нее со стороны экрана: либо скорость фронта, либо давление, либо массовая скорость во фронте.

По экспериментально найденным значения параметров фронтов ударных волн и известным ударным адиабатам материалов мишеней находится ряд точек, аналогичных точке M на рис. 18.10, e. На рис. 18.13 эти точки показаны черными кружками. Получаемая в результате проведения серии опытов совокупность точек, отмеченных на (p-u)-диаграммах ряда сред различной динамической сжимаемости, позволяет определить положение искомой (p-u)-диаграммы, проходящей через точку Э и изображенной на рис. 18.13 штриховой линией. Мишени изготавливают обычно из таких эталонных материалов, как алюминий, оргстекло (ПММА), вода, гексан, пентан, пенопласты, аргон, воздух.

Рис. 18.13. Построение изоэнтроп исследуемого вещества, предварительно сжатого ударной волной до давления *p*э: 1 - (p-u)-диаграмма первичного ударноволнового сжатия исследуемого вещества; 2 - (p-u)-диаграммы ударно-волнового сжатия веществ-мишеней; 3 -искомая изоэнтропа разрежения



Эти вещества перечислены в порядке повышения их динамической сжимаемости.

Заметим, что для газообразных мишеней в случае сильных ударных волн  $(p \gg p_0)$  ударную адиабату в форме, связывающей волновую и массовую скорости, можно принять в первом приближении в виде:

$$D = ((k+1)/2)u,$$

где *k* — отношение удельных теплоемкостей при постоянных давлении и объеме, равное ориентировочно 1,3...1,7.

Для точных построений изоэнтроп разрежения исследуемых сред используют экспериментально определенные ударные адиабаты газов.

18.4.2. Экспериментальное построение ударных адиабат **вторичного сжатия.** Построение (*p*-*u*)-диаграммы для вторичного ударно-волнового сжатия или ударной адиабаты вторичного сжатия, внезапно наступающего после предварительного сжатия среды ударной волной до давления  $p_{\Im}$ , может быть осуществлено с помощью экспериментальной сборки, показанной на рис. 18.14, а. В этой сборке исследуемое вещество с известной ударной адиабатой первичного или предварительного сжатия, обозначенное индексом «Э», образует два слоя, между которыми находится плоская пластина. Эта пластина названа транслятором и обозначена индексом «Т». В верхнем слое исследуемого вещества «Э» создается ударная волна, фронт которой имеет скорость  $D_{\Im 1}$ , а давление в нем равно заданному значению  $p_{\Im}$ . В качестве транслятора используется материал с малой сжимаемостью, т.е. с большим акустическим импедансом и, соответственно. с известной ударной адиабатой  $D = a_{\rm T} + b_{\rm T} u$ . При отражении ударной волны от транслятора образуется фронт, движущийся со скоростью  $D_{\Im 2}$  и сжимающий исследуемое вещество «Э» вторичным образом от давления p<sub>Э</sub> до давления p<sub>Т</sub> (рис. 18.14, в). Такое сжатие часто называют двукратным, хотя плотность среды при этом не повышается в два раза.

Одновременно с появлением отраженной волны вторичного сжатия в исследуемом материале появляется ударная волна в трансляторе, траектория которой на рис. 18.14,  $\delta$  обозначена ТА. Если к верхней плоскости исследуемого вещества приложен импульс давления ступенчатой формы, то ударная волна в трансляторе не затухает и выходит на плоскость контакта с нижним слоем исследуемого вещества в точке А с тем же давлением на фронте, что и в момент образования в точке Т.

Отражение этой волны в трансляторе в точке A (рис. 18.14,  $\delta$ ) приводит к возникновению в нижнем слое исследуемого вещества «Э» ударной волны с начальными значения давления  $p_A$  и массовой скорости  $u_A$  на фронте, соответствующими точке A, которая лежит на пересечении двух (p-u)-диаграмм 1 и 2<sup>\*</sup> (рис. 18.14, s).

Если давление  $p_{\rm T}$  не превышает значения 1,5 $\rho_{0\rm T}a_{\rm T}^2$  или превышает его незначительно, то (p-u)-диаграмму  $2^*$  можно считать симметрич-

ной диаграмме 2 относительно прямой  $u = u_{\rm T}$ . Из этого допущения симметричности следует уравнение для диаграммы  $2^*$ :

$$p = \rho_{0T} \left( 2u_{T} - u \right) \left( a_{T} + b_{T} \left( 2u_{T} - u \right) \right).$$
(18.9)

Подставив в это выражение координаты точки A ( $p = p_A$  и  $u = u_A$ ), мы получим уже уравнение, с помощью которого найдем значение  $u_T$  и тем самым давление  $p_T = \rho_{0T}u_T$  ( $a_T + b_Tu_T$ ). Значения величин  $u_T$  и  $p_T$ 



Рис. 18.14. Анализ процесса прохождения ударной волны через слои исследуемого материала и транслятор: a — схема экспериментальной сборки; б — (t-x)-диаграмма процесса;  $\vartheta$  — (t-x)-диаграмма процесса;  $\vartheta$  — исследуемое вещество с известной ударной адиабатой первичного сжатии; Т — транслятор; 1 - (p-u)-диаграмма для первичного ударно-волнового сжатия исследуемого вещества; 2 - (p-u)-диаграмма ударно-волнового сжатия материала транслятора;  $1^* - (p-u)$ -диаграмма для вторичного ударно-волнового сжатия исследуемого вещества в волне, отраженной от транслятора;  $2^* - (p-u)$ -диаграмма для разрежения материала транслятора в волне разрежения, которая образуется при выходе ударной волны в нем на границу с исследуемым веществом в точке A (см. (t-x)-диаграмму)

определяют положение точки T, которая лежит на (p-u)-диаграмме  $1^*$  вторичного ударно-волнового сжатия вещества «Э», предварительно сжатого первичной волной до давления  $p_{\mathfrak{B}}$ .

Вышеприведенный анализ прохождения фронтов ударных волн через слои исследуемого вещества «Э» и материала транслятора «Т» позволяет предложить следующий способ нахождения ударной адиабаты вторичного сжатия. Для того чтобы найти две точки, принадлежащие искомой (p-u)-диаграмме ударно-волнового вторичного сжатия, одна из которых изображает начальное состояние, достигаемое в результате первичного ударно-волнового сжатия, необходимо в опыте зарегистрировать параметры фронтов ударных волн в исследуемом веществе «Э» в непосредственной близости от верхней и нижней плоскостей транслятора. Эти экспериментально измеренные параметры позволяют с использованием соответствующей системы уравнений найти координаты этих двух точек искомой (p-u)-диаграммы:  $(p_{\mathfrak{P}}, u_{\mathfrak{P}})$  и  $(p_{\mathsf{T}}, u_{\mathsf{T}})$ .

Если экспериментально измеряемыми параметрами являются скорости фронтов ударных волн  $D_{\ni 1}$  и  $D_{\ni 3}$  (рис. 18.14, б), то система уравнений, позволяющая найти значения необходимых нам неизвестных  $p_{\ni}$ ,  $u_{\ni}$ ,  $p_{\rm T}$ ,  $u_{\rm T}$  (и дополнительно  $p_{\rm A}$ ,  $u_{\rm A}$ ), имеет вид:

$$\begin{cases} p_{\rm A} = \rho_{0\rm T}(2u_{\rm T} - u_{\rm A})a_{\rm T} + b_{\rm T}(2u_{\rm T} - u_{\rm A})), \\ u_{\rm A} = (D_{\Im\Im} - a_{\Im})/b_{\Im}, \\ p_{\rm A} = \rho_{0\Im}D_{\Im\Im}u_{\rm A}, \\ p_{\rm T} = \rho_{0\rm T}u_{\rm T}(a_{\rm T} + b_{\rm T}u_{\rm T}), \\ u_{\Im} = (D_{\Im1} - a_{\Im})/b_{\Im}, \\ p_{\Im} = \rho_{0\Im}D_{\Im1}u_{\Im}. \end{cases}$$

Начальное состояние исследуемой среды (экрана) перед фронтом ударной волны вторичного сжатия характеризуется давлением  $p_{\Im}$  и плотностью  $\rho_{\Im\Im} = \rho_{0\Im}D_{\Im}/(D_{\Im} - u_{\Im})$ . На фронте ударной волны вторичного сжатия, движущемся относительно среды, находящейся под начальным давлением  $p_{\Im}$ , со скоростью

$$D_{\mathfrak{I}\mathfrak{I}} = (p_{\mathsf{T}} - p_{\mathfrak{I}})/(\rho_{\mathfrak{I}\mathfrak{I}}(u_{\mathfrak{I}} - u_{\mathsf{T}})),$$

массовая скорость претерпевает скачок величиной  $(u_{\Im} - u_{T})$ , а давление — скачок величиной  $(p_{T} - p_{\Im})$ . При этом плотность среды (экрана) за фронтом ударной волны вторичного сжатия становится равной

$$\rho_{\Im T} = \frac{\rho_{\Im \Im}}{1 - \rho_{\Im \Im} (u_{\Im} - u_{T})^{2} / (p_{T} - p_{\Im})}.$$

Для того чтобы построить графики для ударных адиабат вторичного сжатия в координатах «давление-массовая скорость», «волновая скорость-массовая скорость», «давление-плотность» с одним начальным состоянием, соответствующим точке Э на рис. 18.14, надо «набрать»

несколько точек Т. Для этого необходимо выполнить серию экспериментов с различными трансляторами, материалы которых имеют разные импедансы. Но в этой серии должна сохраняться неизменной скорость фронта ударной волны  $D_{\ni 1}$ , которая набегает на транслятор и отражается от него волной вторичного сжатия.

## § 19. Экспериментальные методы определения скорости звука в ударно сжатом веществе

Скорость звука за фронтом ударной волны играет значительную роль во многих газодинамических процессах, например, определяет время пребывания вещества в ударно сжатом состоянии, при котором происходит нарастание скорости выделения энергии, необходимое для нормального функционирования технического устройства. Экспериментально определенные значения скорости звука используются при подборе или настройке параметров уравнений состояний, которые необходимы для проведения различных газодинамических расчетов. Знание зависимости скорости звука от давления ударно-волнового сжатия необходимо исследователям на стадии разработки экспериментальных сборок, подбора параметров эксперимента в целом, при интерпретации полученных экспериментальных результатов не только в газодинамике, но и в других областях техники и науки, например, в геофизике.

Мы рассмотрим наиболее распространенные и широко применявшиеся или применяемые методы: «боковой», «догоняющей» и «отраженной» разгрузки (разрежения).

**19.1.** Метод боковой разгрузки. Источником боковой волны разгрузки или разрежения может служить образующая поверхность цилиндрического образца из исследуемого материала, вдоль оси симметрии которого распространяется фронт ударной волны. Для того чтобы получить связь искомой величины — скорости звука *с* в ударно сжатом веществе — с какими либо величинами, способы экспериментальных регистрации которых нам уже известны, можно воспользоваться схемой и анализом процессов распространения фронта волны разрежения и фронта ударной волны в цилиндрическом образце заданного материала. Для этого воспользуемся результатами уже проведенного нами анализа влияния боковой волны разрежения на форму фронта ударной волны (см. рис. 4.1 и формулу (4.1)). Перепишем эту формулу в нужной для нас форме

$$c = D\sqrt{\left(\frac{D-u}{D}\right)^2 + \operatorname{tg}^2 \gamma^0}, \qquad (19.1)$$

где *с* — скорость звука в ударно сжатом веществе или скорость фронта волны разрежения, распространяющейся по веществу, сжатому на фронте ударной волны; *D* и *u* — волновая и массовая скорости вещества в ударной волне, сжимающей исследуемое вещество;  $\gamma^0$  —

угол наклона траектории (в меридиональной плоскости) точки пересечения фронта волны разрежения, движущегося со стороны образующей поверхности цилиндра, и центральной плоской части фронта ударной волны.

Если фронт ударной волны переместится вдоль оси цилиндра на расстояние h, то диаметр его плоской центральной части уменьшится от начального значения d (при h = 0) до значения  $d_h$ . При этом

$$\operatorname{tg} \gamma^0 = (d - d_h)/(2h).$$
 (19.2)

Если в результате проведения эксперимента будет определен диаметр центрального плоского, не разгруженного участка фронта ударной волны  $d_h$  после прохождения им известной дистанции h, то при известных (или найденных в том же эксперименте) параметрах ударной волны D и u выражения (19.1) и (19.2) позволят найти скорость звука в материале, сжатом до давления  $p = \rho_{0M} u D$ .

Авторами этого метода нахождения скорости звука использовалась экспериментальная сборка, схема которой показана на рис. 19.1. При этом границу центрального плоского участка фронта ударной волны находят с помощью тонкого слоя легкого вещества, отлетающего от поверхности исследуемого материала. Форма этого слоя в момент подлета его к преграде из прозрачного материала (оргстекла) отражает распределение интенсивности сжатия исследуемого вещества на фронте ударной волны, выходящем на торец цилиндра.



Рис. 19.1. Схема эксперимента для определения скорости звука ударно сжатого материала по методу боковой разгрузки с индикацией неразгруженной зоны фронта ударной волны тонким отлетающим слоем: 1 -экран; 2 -фронт ударной волны в экране; 3 -цилиндрический исследуемый образец (мишень); 4 -тонкий отлетающий слой;  $4^* -$ тот же слой в полете; 5 -преграда из оргстекла; 6 -светочувствительный материал фотохронографа; 7 -схема щелевой фоторазвертки для регистрации разновременности удара элементов тонкого слоя по преграде (мишени); к СФР — к скоростному фоторегистратору;  $V_{\rm P} -$ скорость развертки изображения

Соударение слоя с прозрачной преградой вызывает кратковременное свечение воздуха, зажимаемого между слоем и преградой, которое регистрируется прибором, функционирующим в режиме щелевой фоторазвертки изображения. Форма тонкого отлетающего слоя и фотохронограммы его соударения с прозрачной преградой показаны штриховыми линиями условно, без учета того, что в реальных условиях съемки поперечный размер изображения объекта на светочувствительном материале  $d_{h\Pi}$  обычно бывает меньше действительного размера объекта съемки  $d_h$ .

Ударная волна может быть достаточно сильной для регистрации выхода ее фронта на поверхность образца с помощью светящихся зазоров, а сжимаемость образца при этом может быть такой, что выход фронта волны разрежения на фронт ударной волны очень резко снижает ее скорость. При таких условиях вместо тонкого отлетающего слоя для индикации формы фронта ударной волны можно использовать вспыхивающие зазоры (рис. 19.2). Схема эксперимента, показанная на этом рисунке, позволяет одновременно с выделением границы центральной плоской зоны фронта ударной волны регистрировать еще и его скорость  $D = V_{\rm P}h/X_{\rm II}$ , и в случае сред с известной ударной адиабатой, рассчитать массовую скорость u, например,  $u = (D - a_{\rm M})/b_{\rm M}$ , где  $a_{\rm M}$  и  $b_{\rm M}$  — известные коэффициенты ударной адиабаты.



Рис. 19.2. Схема эксперимента по методу боковой разгрузки с индикацией неразгруженной зоны фронта ударной волны вспыхивающим зазором и с регистрацией скорости фронта ударной волны: 1 — экран; 2 — фронт ударной волны в экране; 3 — цилиндрический исследуемый образец; 4 — кольцо из оргстекла для формирования «входного» светящегося зазора; 5 — диск из оргстекла для формирования «выходного» ссветящегося» зазора; 6 — светочувствительный материал фотохронографа; 7 — вспышка, регистрирующая вход ударной волны в образец; 8 — свечение зазора, регистрирующее неодновременность выхода элементов фронта ударной волны на торец образца; к СФР — к скоростному фоторегистратору; V<sub>P</sub> — скорость развертки изображения

**19.2.** Метод догоняющей разгрузки. Источником волны разрежения среды в методе догоняющей разгрузки является свободная поверхность тонкого плоского ударника, генерирующего в исследуемом материале ударную волну. Положение характерных точек траектории фронта этой волны в пространственно-временных координатах связано со скоростью звука в ударно сжатой среде. Чтобы установить связь искомой скорости звука со значениями тех величин, которые мы можем измерить в эксперименте, а прежде всего для того, чтобы установить, какие величины надо измерять, чтобы по ним найти скорость звука, обратимся к анализу волновых процессов в координатах (t-x) (рис. 19.3). Для простоты рассмотрим соударение со скоростью  $W_y$ мишени (исследуемого образца) с ударником-пластиной из того же материала.



Рис. 19.3. (*t*-*x*)-диаграмма соударения со скоростью *W*<sub>У</sub> тонкой пластины и «толстой» мишени из одного исследуемого материала и распространения волны разрежения, догоняющей фронт ударной волны

От точки соударения A по обоим телам начинают распространяться ударные волны со скоростью фронта  $D_A$  относительно частиц среды, лежащих перед ними. Поскольку материалы мишени и ударника одинаковые, то поверхность соударения начнет движение со скоростью  $u_A = W_y/2$ . При выходе ударной волны на свободную поверхность ударника в точке T возникает центрированная волна разрежения. Головная характеристика этой волны распространяется со скоростью  $u_{\Gamma} + c_{\Gamma} = u_A + c_A > D_A$ , где  $c_A$  — скоростью  $D_A$ . Эта характеристика пересекает траекторию фронта ударной волны в мишени в точке  $\Gamma$  (головное, или начальное, возмущение среды догоняет фронт ударной волны). С этого момента интенсивность сжатия среды во фронте ударной волны начнет ослабляться, и траектория фронта ударной волны начинает изгибаться.

При анализе затухания скорости фронта ударной волны по мере ее распространения в мишени на расстояния, превышающие  $x_{\Gamma}$ , приходится учитывать следующее обстоятельство. Наличие у материала

мишени и ударника упругопластических свойств приводят к тому, что при его разрежении образуется упругая волна, распространяющаяся со скоростью, превышающей изоэнтропическую скорость звуковых волн объемного сжатия, а за ней с меньшей скоростью движется пластическая волна. Значительное ослабление давления сжатия среды, а следовательно, и ослабление фронта ударной волны происходит под действием возмущений, распространяющихся со скоростью пластической волны. Поэтому значительное и явно выраженное замедление фронта ударной волны начинается с некоторой задержкой относительно точки  $\Gamma$  с координатой  $x_{\Gamma}$ , в которой лишь начинается сравнительно слабое и мало заметное падение интенсивности фронта ударной волны, обусловленное упругой стадией разрежения вещества (рис. 19.4).

Рис. 19.4. Зависимости характеристик интенсивности фронта ударной волны от расстояния его до плоскости соударения для идеально упругопластического материала мишени (1) и для материала, не обладающего прочностью (жидкая среда) (2): на зависимостях D(x), u(x), p(x) выделены точки  $\Gamma$  и  $\Pi$ , координаты которых ( $x_{\Gamma}, t_{\Gamma}$ ) и ( $x_{\Pi}, t_{\Pi}$ ) на рис. 19.3 необходимы для расчета скорости звука



Выберем точку П с координатой  $x_{\Pi} > x_{\Gamma}$ , которая заведомо расположена на искривленном участке траектории фронта ослабляющейся ударной волны. В этой точке фронт ударной волны имеет скорость  $D_{\Pi} < D_{A} = D_{\Gamma}$ , массовую скорость  $u_{\Pi}$  и давление на нем  $p_{\Pi} = \rho_{0M} u_{\Pi} D_{\Pi}$ , где  $\rho_{0M}$  — начальная плотность исследуемого материала в исходном состоянии. Скорость звука при этих параметрах состояния обозначим  $c_{\Pi}$ . Именно знание зависимости ее от давления ударно-волнового сжатия  $c_{\Pi} = c_{\Pi}(p_{\Pi})$  необходимо для практических вычислений значений времени нахождения элементарных объемов конструкционных материалов и веществ под высокими давлениями ударного сжатия.

Если пренебречь небольшим искривлением (u + c)-характеристик вблизи замедляющегося фронта ударной волны, который они догоняют, то по координатам точки  $\Pi$  ( $x_{\Pi}$  и  $t_{\Pi}$ ) можно установить наклон характеристики ( $u_{\Pi} + c_{\Pi}$ ), вдоль которой бегут возмущения пластической волны разрежения, производящей основное снижение давления:

$$u_{\Pi} + c_{\Pi} = (x_{\Pi} - x_{T})/(t_{\Pi} - t_{T}).$$
 (19.3)

Для координат точки Т:

$$x_{\rm T} = (W_{\rm y} - D_{\rm A}) t_{\rm T},$$
 (19.4)

$$W_{\rm y}t_{\rm T} - (W_{\rm y} - D_{\rm A})t_{\rm T} = \delta_{\rm y}.$$
 (19.5)

Из этих трех формул с учетом того, что при одинаковых материалах ударника и мишени имеем  $u_{\rm A} = W_{\rm y}/2$  можно получить выражение для  $c_{\Pi}$  в той форме, которую использовали коллеги авторов этого метода [10], получаем

$$c_{\Pi} = D_{\mathrm{A}} \frac{x_{\Pi} - \delta_{\mathrm{Y}} (\overline{\rho}_{\mathrm{A}} - 2) / \overline{\rho}_{\mathrm{A}}}{D_{\mathrm{A}} t_{\mathrm{T}} - \delta_{\mathrm{Y}}} - u_{\Pi},$$

где  $\overline{\rho}_{\rm A} = D_{\rm A}/(D_{\rm A}-u_{\rm A})$  — относительное сжатие среды на фронте ударной волны, имеющей скорость  $D_{\rm A}$ .

В методе догоняющей разгрузки измерение скорости звука сводится к экспериментальному определению в (t-x)-координатах траектории фронта ударной волны в стадии его замедления и измерению массовой скорости  $u_{\Pi}$  в одной из точек этого участка траектории  $(t_{\Pi}, x_{\Pi})$ . При этом, конечно, надо знать значение массовой скорости и скорости фронта ударной волны в мишени в момент соударения ее с пластиной  $(u_A \ u \ D_A)$ , которые сохраняются без изменения вдоль прямолинейного участка траектории фронта волны вплоть до точки  $\Gamma$ .

Схема экспериментальной сборки и системы измерения необходимых характеристик волнового процесса существенно упрощается, если известна ударная адиабата материала, для которого ищется скорость звука,  $D = a_{\rm M} + b_{\rm M}u$ . Это позволяет ограничиться в эксперименте методикой экспериментального определения значений массовой скорости  $u_{\rm A}$  и  $u_{\Pi}$ , а значения  $D_{\rm A}$  и  $p_{\Pi}$  вычислять следующим образом:  $D_{\rm A} = a_{\rm M} + b_{\rm M}u_{\rm A}, \ p_{\Pi} = \rho_{0\rm M}u_{\Pi}(a_{\rm M} + b_{\rm M}u_{\Pi}).$ 

Экспериментальные сборки и измерительная система также очень упрощаются, если в распоряжении экспериментатора имеется устройство метания тонких пластин с заранее задаваемыми и точно воспроизводимыми от опыта к опыту скоростями метания  $W_y$ . При этом можно ограничиться использованием измерительной системы с электроконтактными датчиками как для построения траектории фронта ударной волны в (t-x)-координатах, так и для измерения массовой скорости на фронте ударной волны. Например, для построения траектории фронта ударной волны в отолщины  $\delta_M$ , регистрируя при этом время прохождения по толщине этих пластин фронта ударной волны. Массовую скорость вещества мишени в точке с координатой x можно находить по правилу удвоения скоростей  $u = W_M/2$ , где  $W_M$  — скорость свободной поверхности мишени, толщина которой  $\delta_M$ , равна заданной координате x траектории фронта ударной волны на (t-x)-диаграмме.

Если прочностные характеристики среды несущественны и она по своим свойствам подобна жидкости, то скорость звука можно вычислить по точке  $\Gamma$  (рис. 19.3), определяющей наклон ( $u_{\Gamma} + c_{\Gamma}$ )-характеристики:

$$u_{\Gamma} + c_{\Gamma} = (x_{\Gamma} - x_{T})/(t_{\Gamma} - t_{T}).$$

Из этого выражения с учетом (19.4), (19.5) и соотношений  $u_{\Gamma} = u_{A}$ ,  $u_{A} = W_{y}/2$  (принято условие совпадения материалов ударника и мишени) и  $x_{\Gamma} = D_{A}t_{\Gamma}$ , получим

$$c_{\Gamma} = (D_{\mathrm{A}} - u_{\mathrm{A}}) \frac{x_{\Gamma} + \delta_{\mathrm{y}}}{x_{\Gamma} - \delta_{\mathrm{y}}}.$$

Если материалы мишени и ударника не совпадают, то (u+c)-характеристики претерпевают излом на поверхности контакта двух материалов. В этом случае для вычисления искомой скорости звука в мишени необходимо знать не только ударную адиабату ударника, но и связь между массовой скоростью и скоростью звука в изоэнтропической волне разрежения.

**19.3.** Метод воздействия отраженной волны разрежения на внутренний датчик. Источником волны разрежения в рассматриваемом методе является поверхность раздела исследуемого материала со слоем более сжимаемого вещества, от которого отражается нормально падающая на него ударная волна (рис. 19.5). Отраженная волна разрежения вызывает в контрольной плоскости исследуемого образца изменения параметров состояния движения, которые регистрируются датчиком, расположенным на ней: либо магнитоэлектрическим датчиком массовой скорости, либо манганиновым датчиком давления.

Для того чтобы установить связь искомой величины с теми характеристиками течения, которые должны быть зарегистрированы с помощью датчика, проанализируем волновую картину с помощью (t-x)-диаграммы (рис. 19.6). Фронт ударной волны, имеющий постоянную скорость  $D_A$ , пересекает в точке А плоскость, в которой расположен чувствительный элемент датчика, и через время  $t_D = \delta/D_A$  отражается от слоя повышенной сжимаемости центрированной волной разрежения. На фронте ударной волны частицы приобретали скорость  $u_A$  и сжимались до давления  $p_A = \rho_{0M}u_AD_A$  ( $\rho_{0M}$  — начальная плотность исследуемой среды). Головная характеристика отраженной волны разрежения движется по среде, сжатой до давления  $p = p_A$  со скоростью, абсолютная величина которой  $|u_{\Gamma} - c_{\Gamma}| = c_{\Gamma} - u_{\Gamma}$ , где  $u_{\Gamma} = u_A$ ,

Рис. 19.5. Схема экспериментальной сборки для измерения скорости звука среды, сжатой ударноволновым образом, методом воздействия отраженной волны разрежения на внутренний датчик: 1 исследуемая среда; 2 — технологический слой отражающей среды; 3 — чувствительный элемент датчика; 4 — тонкие электроды электрической связи чувствительного элемента датчика с остальными элементами измерительной системы; p(t) — воздействие со стороны устройства нагружения, генерирующего ударную волну постоянной амплитуды



593



Рис. 19.6. Анализ волнового процесса в (t-x)-координатах (a) и зависимости от времени параметров состояния движения, регистрируемые датчиками массовой скорости (b) и давления (b): 1 — траектория движения чувствительного элемента датчика; 2 — исследуемая среда; 3 — технологический слой отражающей среды

а  $c_{\Gamma} = c_{A} = c(p_{A})$  — скорость звука исследуемой среды при давлении ударно-волнового сжатия  $p = p_{A}$ .

До того момента, как головная характеристика центрированной волны в точке  $\Gamma$  пересечет траекторию движения чувствительного элемента датчика, частицы среды, контактирующие с ним, находятся в состоянии движения с параметрами  $u_A$  и  $p_A$ . Эти параметры возникают на фронте ударной волны, проходящем через плоскость размещения чувствительного элемента датчика (в точке A).

Начиная с момента времени, соответствующего точке  $\Gamma$ , массовая скорость этих частиц увеличивается, а давление снижается. Эти изменения состояния движения можно зарегистрировать, соответственно, магнитоэлектрическим (рис. 19.6,  $\delta$ ) и манганиновым (рис. 19.6, s) датчиками. На этих рисунках показаны простейшие формы регистрации u(t) и p(t), которые получаются в случае исследования сред, динамическое сжатие и разрежение которых не осложнены упругопластическими процессами.

Из рис. 19.6, а следует:

$$\begin{split} \delta &= \mathrm{AB} + \mathrm{BC},\\ \mathrm{AB} &= u_\mathrm{A} t_\mathrm{JAT},\\ \mathrm{BC} &= (c_\mathrm{A} - u_\mathrm{A})(t_\mathrm{JAT} - t_D),\\ \delta &= D_\mathrm{A} t_D. \end{split}$$

Из этих соотношений получим

$$c_{\rm A} = c(p_{\rm A}) = \frac{\delta - u_{\rm A} t_D}{t_{\rm ДAT} - t_D} + u_{\rm A},$$
 (19.6)

$$t_D = \frac{\delta}{D_{\rm A}}.\tag{19.7}$$

Если сжимаемость изучаемой среды в ударных волнах предварительно изучена и с высокой точностью известна ударная адиабата D = D(u), то для нахождения скорости звука в ударно сжатом состоянии вещества достаточно использовать один из упоминавшихся нами датчиков и получаемую с помощью его регистрацию.

По осциллограмме для магнитоэлектрического датчика находятся значения величин  $u_A$  и  $t_{\text{ДАТ}}$ . Скорость ударной волны  $D_A$  рассчитывается по формуле для ударной адиабаты, например,  $D_A = a_M + b_M u_A$ .

При использовании манганинового датчика экспериментально измеряемыми величинами являются  $p_A$  и  $t_{\text{ДАТ}}$ , а массовая скорость на фронте ударной волны с давлением  $p_A$  и скорость фронта этой волны рассчитываются с использованием известных коэффициентов ударной адиабаты. Если ударная адиабата исследуемой среды неизвестна или вычисление D<sub>A</sub> и u<sub>A</sub> не обеспечивает требуемой точности эксперимента, то в дополнение к одному датчику состояния движения в экспериментальной сборке монтируется еще один датчик, фиксирующий момент выхода фронта ударной волны на плоскость, от которой начинает распространяться центрированная волна разрежения. Обычно для этой цели используют электроконтактный датчик. Сигнал от срабатывания электроконтактного датчика, используя простейшие электротехнические схемные решения, нетрудно наложить на сигнал от датчика массовой скорости (или от датчика давления), либо записать на втором канале рядом (параллельно) с сигналом от датчика состояния движения. В этом случае значение  $t_D$  находится непосредственным измерением по осциллограмме. Необходимость в формуле (19.7) возникает лишь для нахождения скорости фронта ударной волны  $D_{\rm A} = \delta/t_D$  для того, чтобы с помощью осциллограммы с датчика давления можно было найти значение массовой скорости  $u_{\rm A} = p_{\rm A}/(\rho_{\rm 0M}D_{\rm A})$ .

В заключение заметим, что использование слоя вещества с большой динамической сжимаемостью, наносимого на плоскость исследуемого вещества, является технологическим приемом для улучшения качества осциллограмм в окрестности точки  $\Gamma_u$ . Поэтому этот слой нами назван технологическим. Если указанный слой отсутствует и ударная волна в исследуемом образце отражается от свободной поверхности, то движение вещества в окрестности последней является газодинамически неустойчивым. Мельчайшие неоднородности в веществе у этой поверхности и «микрошероховатости» самой поверхности приводят к образованию турбулентного потока среды, вызывающего хаотические поперечные движения тонких электродов, которые связывают чувствительный элемент датчика с остальными элементами системы измерения.

В случае магнитоэлектрических датчиков это приводит к тому, что осциллограмма приобретает вид не гладкой кривой, показанной на рис. 19.6,  $\delta$ , а усложненной формы, получаемой в результате наложения на эту гладкую кривую хаотичных пульсаций. Такая регистрация крайне затрудняет выделение на осциллограмме точки  $\Gamma_u$ .

Технологический слой устраняет подобные искажения сигналов при осциллографировании процесса. При исследованиях таких материалов, как взрывчатые вещества или вещества с еще большим импедансом, технологические слои удобно получать заливкой парафина с последующим его отверждением при охлаждении либо заливкой полимеризуемой эпоксидной смолой.

## § 20. Экспериментальное определение параметров детонации

При экспериментальных исследованиях стационарных режимов детонации в мощных конденсированных ВВ применительно задачам проектирования и отработки взрывных устройств военного и промышленного назначения под параметрами детонации чаще всего (и как минимум) подразумеваются: 1) скорость ее распространения; 2) давление; 3) массовая скорость газообразных продуктов реакции, образующихся на ее фронте. При этом под фронтом детонационной волны или детонационным фронтом понимается поверхность разрыва, которой для упрощения заменяют узкую зону быстрой химической реакции, перемещающейся относительно заряда ВВ со сверхзвуковой скоростью. С одной стороны этой поверхности находится покоящееся исходное ВВ, а с другой — образовавшиеся и разлетающиеся продукты реакции. Параметры состояния и состояния движения продуктов реакции в месте соприкосновения их с этой поверхностью разрыва традиционно называют параметрами продуктов детонации на фронте детонации.

Вплоть до 40-50-х годов XX в. экспериментальное определение параметров детонации конденсированных ВВ для практических задач техники взрыва осуществлялось в соответствии с таким представлением о детонационной волне. По причине большого значения для физики взрыва и остроумного грамотного решения поставленных задач мы назовем использованные при этом экспериментальные методы хрестоматийными.

Совершенствование и развитие техники взрыва, с одной стороны, и повышение временной и пространственной разрешающей способности экспериментальных методов исследования детонации, с другой стороны, привели к появлению необходимости и возможности рассматривать детонационный фронт уже не как поверхность разрыва, а как зону конечной, не зависящей от времени ширины. Распределение параметров состояния и параметров состояния движения в этой зоне, называемой химическим пиком или химпиком, неоднородно. В настоящее время к параметрам детонации относят также такие характеристики химпика, как амплитудное значение давления или массовой скорости и длительность пребывания реагирующего вещества в нем, а также соответствующая этой длительности ширина химпика. Обработка и интерпретация непосредственных результатов регистрации детонационного процесса при определении этих дополнительных параметров требует расширения тех представлений о детонационной волне, которые были достаточны в период формирования и публикации хрестоматийных методов измерения параметров детонации.

Необходимость изложения с единых «учебных» позиций основ достаточно широкого круга методов экспериментального нахождения параметров детонации, разработанных в разное время, вынуждает нас рассматривать хрестоматийные методы не совсем так, как это описано в научных публикациях авторов этих работ.

Изложение алгоритмов экспериментального нахождения названных пяти характеристик детонационного процесса целесообразно предварить основными теоретическими сведениями о детонационных волнах.

**20.1. Кратчайший анализ характеристик детонационной волны и ее взаимодействия с преградой.** Рисунок 20.1 служит более эффективному восприятию алгоритмов экспериментального нахождения параметров детонации. Он иллюстрирует основные особенности процесса распространения детонационной волны по заряду ВВ и вза-



Рис. 20.1. Анализ характеристик детонационной волны в заряде ВВ и ударной волны в преграде: *а* — динамика давления в ячейке течения заряда и продуктов его реакции с фиксированной лагранжевой координатой; *б* — пространственновременная диаграмма в лагранжевых координатах; *в* — затухание параметров состояния движения на контактной поверхности преграды и на фронте ударной волны в преграде; ЗХП — зона химпика

имодействия ее с преградой, имеющей сравнительно низкую сжимаемость. Установившаяся самоподдерживающаяся детонационная волна в соответствии с достаточно обоснованными к настоящему времени представлениями в общем случае содержит зону химической реакции со стационарным распределением параметров состояния реагирующей среды, распространяющейся со скоростью детонации. Мы будем считать, что детонация распространяется со скоростью  $D_{\rm ЧЖ} = {\rm const, co$  $ответствующей режиму Чепмена-Жуге.}$ 

На передней граничной поверхности этой зоны, траектория которой на рис. 20.1, б обозначена  $D_{\rm X\Pi}$ , обращенной в сторону распространения детонации, ВВ находится под давлением ударно-волнового сжатия  $p_{\rm X\Pi}$  и еще не содержит продуктов химического разложения, хотя реакция уже может начаться и протекать с высокой скоростью. По мере протекания реакции в выделенной частице (ячейке) заряда ВВ в этой зоне происходит снижение давления, массовой скорости и скорости звука, таким образом, что на задней граничной поверхности этой зоны начинает выполняться условие  $D_{\rm YK} = u_{\rm YK} + C_{\rm YK}$ , где  $u_{\rm YK}$  и  $C_{\rm YK}$  — массовая скорость и скорость звука образовавшихся продуктов разложения ВВ, называемых продуктами детонации. Эту поверхность называют поверхностью Чепмена–Жуге. Давление на этой поверхности равно  $p_{\rm YK}$ , причем  $p_{\rm YK} < p_{\rm X\Pi}$ . За поверхностью Чепмена–Жуге продолжается сопровождаемое изменением массовой скорости разрежение образовавшихся продуктов детонации с падением давления в них.

На рис. 20.1, б волна этого продолжающегося разрежения изображена расходящимися  $+C_{\Pi\Pi d}$ -характеристиками в лагранжевых координатах. Головная характеристика этого нестационарного потока расширяющихся продуктов детонации обозначена  $+C_{\Pi^{4} K}$ , она совпадает с траекторией поверхности Чепмена–Жуге. Зону со стационарным распределением параметров состояния движения и параметров состояния химически реагирующего вещества, заключенную между поверхностью Чепмена–Жуге и ударным фронтом с повышенным давлением ( $p_{X\Pi} > p_{\Psi K}$ ), называют, как уже отмечалось в начале главы, химпиком. Характеристиками химпика, кроме давлений  $p_{X\Pi}$  и  $p_{\Psi K}$ , являются ширина химпика  $\delta_{X\Pi}$  и длительность химпика  $\tau_{X\Pi}$ .

За время  $\tau_{\rm X\Pi}$  частица заряда, двигаясь со скоростью порядка  $u_{\rm ЧЖ}$  пройдет расстояние, равное приблизительно  $u_{\rm ЧЖ}\tau_{\rm X\Pi}$ , а ударный фронт химпика, прошедший через эту частицу, переместится за это время на расстояние, равное  $D_{\rm ЧЖ}\tau_{\rm X\Pi}$ . Поэтому расстояние между ударным фронтом химпика и частицей среды на поверхности Чепмена–Жуге, на которой ее скорость равна  $u_{\rm ЧЖ}$ , в каждый момент времени равно приблизительно ( $D_{\rm ЧЖ}\tau_{\rm X\Pi} - u_{\rm ЧЖ}\tau_{\rm X\Pi}$ ). Это и есть приблизительная ширина химпика:

$$\delta_{\rm X\Pi} \approx \tau_{\rm X\Pi} \left( D_{\rm YW} - u_{\rm YW} \right) \approx \frac{n}{n+1} \tau_{\rm X\Pi} D_{\rm YW}, \tag{20.1}$$

так как  $u_{\rm YW} = D_{\rm YW}/(n+1)$ .

Скорость спада давления за стационарным химпиком длительностью  $\tau_{\rm X\Pi}$  (рис. 20.1, *a*) уже зависит от расстояния рассматриваемой выделенной частицы (ячейки) заряда от места возбуждения установившейся детонации. Если это расстояние невелико, то излом на зависимости p(t) в точке с координатами  $p_{\rm ЧЖ}$ ,  $\tau_{\rm X\Pi}$  может быть выражена не столь явно, как это утрированно показано на рис. 20.1, *a*. Для каждой частицы детонирующего заряда ВВ вид зависимостей p(t) и u(t) качественно одинаков.

Взаимодействие детонационной волны с преградой начинается с отражения от нее в точке  $\Pi_1$  (рис. 20.1, б) фронта ударной волны химпика  $D_{\rm X\Pi}$  с давлением  $p_{\rm X\Pi}$ . В результате этого из точки  $\Pi_1$  в преграду пойдет ударная волна с начальной скоростью  $D_{\rm XIII}$  и давлением  $p_{\rm XIII}$ (рис. 20.1, в). Характер волны, отраженной от преграды, зависит от соотношения характеристик заряда (начальной плотности  $\rho_0$  и коэффициентов ударной адиабаты «нереагирующего» BB  $D = a_{BB} + b_{BB}u$ ) и преграды (начальной плотности  $\rho_{0\Pi}$  и коэффициентов ударной адиабаты  $D = a_{\Pi} + b_{\Pi} u$ ). Если  $\rho_0 a_{BB} < \rho_{0\Pi} a_{\Pi}$ , то отраженная волна  $D_{OB1}$ (рис. 20.1, б) является ударной. В противном случае возникает волна разрежения (этот случай мы проиллюстрируем значительно позже). Независимо от характера отражения волна повлияет на динамику давления и скорости разложения в реагирующем потоке вещества химпика. Это влияние в количественном отношении изучено крайне мало. Поэтому течение вещества химпика между фронтом отраженной волны  $D_{OB1}$  и поверхностью преграды отображено пунктирными линиями, что соответствует малой достоверности знания их положения.

В точке П<sub>2</sub> на пересечении траектории поверхности преграды с продолжением траектории поверхности Чепмена-Жуге +Слчж возникает состояние движения, характеризуемое давлением рчжп и массовой скоростью ичжп. Независимо от того, насколько мы осведомлены о влиянии отраженной волны D<sub>OB1</sub> на изменение состояния движения вещества в химпике, можно сделать вывод о том, что в точке П<sub>2</sub> пересечения траектории поверхности Чепмена-Жуге +Слчж с поверхностью преграды значения параметров состояния движения *р*<sub>ЧЖП</sub> и *и*<sub>ЧЖП</sub> будут меньше соответствующих значений *р*<sub>ХПП</sub> и *и*<sub>ХПП</sub>. Параметры состояния движения с контактной поверхности преграды «переносятся» по  $+C_{\Pi\Pi}$ -характеристикам в лагранжевых координатах на фронт ударной волны в преграде. Напомним, что эти +Слп-характеристики имеют наклон к оси t в плоскости (t-h), соответствующий производной  $dh/dt = a_{\Pi} + 2b_{\Pi}u_{\Pi}$ , где  $u_{\Pi}$  — массовая скорость частиц преграды. Параметры состояния движения  $p_{\rm ЧЖП}$  и  $u_{\rm ЧЖП}$ по  $+C_{\Pi \Psi K \Pi}$ -характеристике в лагранжевых координатах будут «перенесены» на фронт ударной волны в преграде в точку Ф<sub>ЧЖП</sub>. Эта  $+C_{\pi \forall \pi \pi}$ -характеристика имеет наклон к оси t в плоскости (t-h), соответствующий  $dh/dt = a_{\Pi} + 2b_{\Pi}u_{\forall \forall \Pi}$ . После момента времени, соответствующего точке П<sub>2</sub>, на поверхности преграды будет происходить дальнейшее падение давления, но со скоростью, заметно меньшей, чем

в течение периода  $\tau_{\rm XIII}$  взаимодействия химпика с преградой, если заряд BB имеет до взрыва большую длину и диаметр. После момента времени, соответствующего точке  $\Phi_{\rm ЧЖП}$  на рис. 20.1, б происходит продолжающееся замедление скорости фронта ударной волны в преграде, но обусловленное взаимодействием с поверхностью преграды уже не потока реагирующего вещества в химпике, а продуктов детонации, разлетающихся за поверхностью Чепмена–Жуге.

Формы зависимостей от времени t (рис. 20.1, s), от расстояния h, пройденного фронтом волны (рис. 20.2), и интенсивности сжатия материала преграды на фронте ударной волны качественно схожи. При этом не имеет значения, как характеризуется интенсивность сжатия



Рис. 20.2. Схема эксперимента по определению параметров детонации методом откола, или откольным методом, (*a*), и затухание ударной волны в преграде при детонационной волне с широкой (*б*) и узкой (*в*) зоной химпика: 1 — действительная зависимость; 2 — результаты регистрации в эксперименте; 3 — экстраполяция экспериментально полученных результатов

вещества на фронте волны: его волновой скоростью, скачком давления или массовой скорости на нем. У этих зависимостей для многих ВВ (заряды которых имеют большие диаметры и длину) проявляется наличие достаточно резких перегибов, которые утрированно показаны в окрестности точки Ф<sub>ЧЖП</sub> на рисунках 20.1, *в*, 20.2, *б* и 20.2, *в*.

Соотношения между параметрами состояний движения на ударном фронте химпика, на поверхности Чепмена–Жуге в заряде ВВ (продуктах детонации) и отображениями этих параметров в характеристиках волновых процессов в материале преграды находятся с использованием (p-u)-диаграмм (рис. 20.3). В приближении симметричности (p-u)-диаграмм параметров состояний движения на фронте ударной волны в ВВ, обращенной вправо, и на фронте возникающей отраженной волны  $D_{OB1}$ , обращенной влево, получим аналогично тому, как была



Рис. 20.3. Соотношение между параметрами состояния движения в детонационной волне и в ударной волне в преграде:  $D_{\rm XII} - (p-u)$ -диаграмма ударно-волнового сжатия ВВ детонирующего заряда;  $D_{\rm II} - (p-u)$ -диаграмма ударно-волнового и изоэнтропического сжатия (а также разрежения) преграды в волне, обращенной вправо;  $D_{\rm OB1} - (p-u)$ -диаграмма ударно-волнового сжатия ВВ заряда, возникающего при отражении фронта химпика детонационной волны от преграды;  $D_{\rm OB2} - (p-u)$ -диаграмма ударно-волнового сжатия продуктов детонации в волне, образующейся при отражении поверхности Чепмена-Жуге

от преграды; ХП — химпик; ЧЖ — Чепмен-Жуге; П1, П2 — преграда

получена формула (2.3), соотношение:

$$p_{\mathrm{XII}} \approx p_{\mathrm{XIII}} \frac{\rho_0 a_{\mathrm{BB}} + \rho_{0\mathrm{II}} a_{\mathrm{II}}}{2\rho_{0\mathrm{II}} a_{\mathrm{II}}}.$$
(20.2)

Соотношение между  $p_{\rm ЧЖ}$  и  $p_{\rm ЧЖ\Pi}$  задают, строго говоря, приближенным, в виде простой формулы, которую легко получить, используя два упрощающих предположения:

- давление *p*<sub>ЧЖП</sub>, возникающее в точке отражения от преграды продуктов детонации, предварительно находившихся в состоянии движения (*p*<sub>ЧЖ</sub>, *u*<sub>ЧЖ</sub>) на поверхности Чепмена-Жуге, не зависит от того, подвергалась или не подвергалась поверхность преграды предварительному действию ударного фронта химпика;
- 2) отражение продуктов детонации, находящиеся в состоянии движения (*p*<sub>ЧЖ</sub>, *u*<sub>ЧЖ</sub>), от преграды можно рассматривать в акустическом приближении, полагая, что линия *D*<sub>OB2</sub> (рис. 20.1, *б*) является траекторией фронта отраженной ударной волны. который в момент образования на поверхности преграды имеет скорость, равную скорости звука продуктов детонации на поверхности Чепмена-Жуге. Линия *D*<sub>OB2</sub> может быть траекторией фронта ударной волны который волны только в рамках первого упрощающего предположения об отсутствии предварительного воздействия на преграду со стороны химпика. На самом деле линия *D*<sub>OB2</sub> является траекторией характеристики отраженной волны разрежения.

Первое упрощение позволяет записать соотношения между параметрами состояния и состояния движения продуктов детонации, проиллюстрированные на рис. 20.3, в виде:

$$p_{\rm YK} = \rho_0 D_{\rm YK} u_{\rm YK}, \tag{20.3}$$

$$p_{\mathrm{Y}\mathrm{W}\mathrm{\Pi}} = \rho_{0\mathrm{\Pi}} D_{\mathrm{\Pi}} u_{\mathrm{Y}\mathrm{W}\mathrm{\Pi}},\tag{20.4}$$

$$p_{\text{ЧЖП}} - p_{\text{ЧЖ}} = \rho_{\text{ЧЖ}} D_{\text{OB2}} \left( u_{\text{ЧЖ}} - u_{\text{ЧЖП}} \right),$$
 (20.5)

где  $\rho_{\rm YW}$  — плотность продуктов детонации на поверхности Чепмена-Жуге;  $D_{\rm OB2}$  — начальная скорость фронта ударной волны, отраженной от первоначально покоящейся поверхности преграды в результате подхода к ней потока с параметрами состояния на поверхности Чепмена-Жуге.

Заметим, что если бы мы не пользовались первым упрощением, то вместо волнового луча  $0\Pi_2$  следовало бы брать волновой луч, проходящий через точки  $\Pi_2$  и  $\Pi_1$ . Это крайне усложнило бы задачу и не дало бы надежного результата, так как сведений высокой достоверности об ударных адиабатах конденсированных BB, справедливых вплоть до давлений  $p_{\rm ЧЖ}$ , мы практически не имеем, и найти априори точку  $\Pi_1$  с хорошей точностью не можем.

Акустическое приближение ( $\rho_{\Psi \mathcal{K}} D_{OB2} = \rho_{\Psi \mathcal{K}} C_{\Psi \mathcal{K}}$ ), а также безусловные выражения для плотности и скорости звука продуктов детонации на поверхности Чепмена–Жуге:

$$\rho_{\mathrm{Y}\mathrm{W}} = \frac{\rho_0 \left( n+1 \right)}{n}, \quad C_{\mathrm{Y}\mathrm{W}} = \frac{D_{\mathrm{Y}\mathrm{W}} \cdot n}{n+1},$$

где *n* — показатель изотропы продуктов детонации (показатель детонационной адиабаты продуктов детонации для конденсированных BB при значениях параметров состояния, близких к состоянию на поверхности Чепмена–Жуге), позволяют получить соотношение

$$\rho_{\rm YW} D_{\rm OB2} = \rho_0 D_{\rm YW}. \tag{20.6}$$

Выражения (20.3)-(20.6) позволяют получить формулу

$$p_{\rm \Psi \mathcal{K}} \approx \frac{1}{2} p_{\rm \Psi \mathcal{K} \Pi} \left( 1 + \frac{\rho_0 D_{\rm \Psi \mathcal{K}}}{\rho_{0\Pi} D_{\Pi}} \right). \tag{20.7}$$

Следует помнить, что выражение (20.7) получено, исходя из предположения о соударении продуктов детонации, находящихся в состоянии движения  $p = p_{\rm ЧЖ}$ ,  $u = u_{\rm ЧЖ}$ , с первоначально покоящейся поверхностью преграды.  $D_{\Pi}$  при этом есть скорость фронта ударной волны с давлением  $p_{\rm ЧЖ\Pi}$ , траектория которого в соответствии с выводом этой формулы должна была бы исходить из точки  $\Pi_2$  на рис. 20.1,  $\delta$ .

Ширина химпика  $\delta_{\rm X\Pi}$  и расстояние  $\delta_{\rm X\Pi\Pi}$ , на котором ударная волна в преграде престает «чувствовать» влияние породившего ее химпика и продолжает двигаться уже как волна, порожденная действием продуктов детонации без химпика, связаны определенным соотношением. Его легко получить, если ввести в рассмотрение осредненное значение скорости фронта ударной волны в преграде  $D_{\rm СРП}$  на пути, равном  $\delta_{\rm X\Pi\Pi}$ . Из рассмотрения «треугольника»  $\Pi_1 - \Pi_2 - \Phi_{\rm ЧЖ\Pi}$  на рис. 20.1,  $\delta$  следует:

$$\tau_{\rm X\Pi} = \frac{\delta_{\rm X\Pi\Pi}}{D_{\rm CP\Pi}} - \frac{\delta_{\rm X\Pi\Pi}}{C_{\rm ЛЧЖ\Pi}},$$

где  $D_{\text{СРП}} = \frac{D_{\text{ХПП}} + D_{\text{ЧЖП}}}{2}, \ C_{\text{ЛЧЖП}} = a_{\Pi} + 2 \, b_{\Pi} u_{\text{ЧЖП}}.$ 

Подставив это выражение в (20.1), получим

$$\delta_{\mathrm{X\Pi}} = \delta_{\mathrm{X\Pi\Pi}} \frac{n}{n+1} \cdot \frac{1}{\frac{D_{\mathrm{X\Pi\Pi}}}{D_{\mathrm{U}\mathrm{X\Pi}}} + 1} \cdot \frac{3 - \frac{D_{\mathrm{X\Pi\Pi}}}{D_{\mathrm{U}\mathrm{X\Pi}}} - 2\frac{a_{\mathrm{\Pi}}}{D_{\mathrm{U}\mathrm{X\Pi}}}}{2 - \frac{a_{\mathrm{\Pi}}}{D_{\mathrm{U}\mathrm{X\Pi}}}}.$$
 (20.8)

**20.2.** Экспериментальные методы определения параметров детонации. Экспериментальные методы определения параметров детонации разделяют на две группы. Методы первой группы можно назвать «внешними», а второй — «внутренними». При внешних методах осуществляется регистрации параметров ударных волн в преградах, приставленных к исследуемому заряду ВВ, а параметры детонации находятся пересчетом зарегистрированных характеристик на характеристики процессов, протекающих внутри ВВ и продуктов его разложения. При внутренних методах регистрируют характеристики течения непосредственно в детонирующих зарядах.

Независимо от того, какой из методов — внешний или внутренний — использован для определения параметров детонации, получить исчерпывающую информацию в объеме, необходимом для практических расчетов для оценки действия взрыва зарядов ВВ на окружающие объекты и среды можно лишь при наличии результатов измерения скорости детонации. Поэтому ознакомление с методами определения параметров детонации мы начнем с измерения скорости распространения ее фронта, значение которой является необходимым элементом в расчетной части алгоритмов значительной части методов обоих групп.

**20.2.1.** Измерение скорости детонации. В настоящее время скорость детонации при установившемся режиме ее распространения, в том числе и при режиме Чепмена–Жуге, с точностью, достигающей 1%, измеряют дискретными методами, основанными на использовании электроконтактных или ионизационных датчиков, и непрерывными методами с использованием приборов скоростной фоторегистрации процессов в режиме фотохронографирования движения светящегося фронта детонационной волны. Для достижения лучшей точности измерения ионизационные датчики предпочтительнее, чем электроконтактные. Скорость детонации жидких или насыпных (порошкообразных или гранулированных) зарядов, заключенных в различные оболочки, удобно измерять также с помощью реостатных датчиков перемещения фронта детонационной волны, однако с меньшей точностью.

Электроконтактные датчики, электроды которых замыкаются под действием давления со стороны реагирующей среды, и ионизационные датчики, электроды которых замыкаются в результате электрического пробоя высокоионизированных продуктов детонации, устанавливаются в определенных сечениях заряда ВВ и фиксируют моменты прохождения через них фронта детонационной волны. По измеренным с помощью соответствующей электронной аппаратуры интервалам времени  $\Delta t$  между моментами срабатывания двух датчиков и известному расстоянию между сечениями заряда с установленными датчиками  $B_D$  находится средняя скорость детонационного фронта, принимаемая за скорость детонации  $D = B_D/\Delta t$ .

При оптическом методе измерения скорости детонации исследуемый заряд устанавливается относительно фотохронографа так, что ось заряда, вдоль которой распространяется светящийся детонационный фронт, оказывается параллельной узкой прямолинейной щели в диафрагме съемочного прибора.

При функционировании фотохронографа изображение этой щели вместе с фрагментами изображения объекта съемки, проецируемыми на эту щель, перемещаются вдоль светочувствительного материала (пленки) съемочного прибора со строго заданной скоростью  $V_{\rm P}$  в направлении, перпендикулярным этой щели. В результате наложения данного перемещения и перемещения светящейся точки детонационного фронта вдоль прямолинейной щели диафрагмы, отображающего движение детонационной волны со скоростью D, на светочувствительном материале прибора остается засвеченная узкая полоска (линия), как это показано на рис. 14.51, a. Эта линия или фотохронограмма является отображением траектории движения видимой, светящейся точки детонационного фронта в плоскости (x-y). Ось x направлена вдоль оси заряда. При этом на фотохронограмме (называемой также фоторазверткой) роль временной оси t играет ось, параллельная горизонтальному направлению на рис. 20.4.



Рис. 20.4. Схема эволюции ударного фронта детонационной волны по мере распространения ее от места инициирования детонации (*a*) и траектории движения центральной *A* и боковой *B* точек детонационного фронта в направлении, параллельном оси заряда (*б*): 1 — исследуемый заряд; 2 — первичный, инициирующий заряд (детонирующий заряд в капсюле-детонаторе); 3 — траектория центральной точки *A*; 4 — траектория боковой точки *B* 

Скорость перемещения видимой, регистрируемой точки детонационного фронта, движущейся вдоль оси заряда, находится по формуле, аналогичной (14.2):

$$D = \frac{H_0}{H_0^*} V_{\rm P} \frac{dy}{dx},$$
 (20.9)

где dy/dx — тангенс угла наклона линии фотохронограммы к горизонтальному направлению;  $H_0$  — высота некоторого элемента объекта (заряда BB), регистрируемого съемочной камерой;  $H_0^*$  — высота изображения элемента объекта, регистрируемого на фотохронограмме (отношение  $H_0^*/H_0$  называется коэффициентом поперечного увеличения).

При электрическом методе непрерывного измерения скорости детонации в заряде ВВ параллельно его оси вкладывают реостатный датчик с прямолинейной проволочкой из материала с повышенным удельным сопротивлением, которая заключена в легкий и мягкий заземленный (электрически) корпус. Перемещение детонационного фронта вдоль датчика приводит к непрерывному уменьшению длины той части проволочки, которая заключена между ее концом, находящимся вне заряда ВВ и подключенным к электрической схеме системы регистрации, и точкой, в которой она вступает в электрический контакт с корпусом, метаемым давящими на него продуктами детонации. Непрерывное уменьшение сопротивления этой части проволочки реостатного датчика приводит к появлению в системе регистрации осциллограммы, представляющей собой линию, отклонения точек которой в вертикальном направлении относительно начального нулевого уровня  $\Delta U$  отображает перемещение фронта детонационной волны относительно головной части проволочки, которая первой испытывает действие детонационной волны (см. рис. 13.39 и формулу (13.1)).

Если используется электрическая схема системы регистрации, показанная на рис. 13.38, *a*, то при  $D = dx_D/dt = \text{const}$  зависимость  $\Delta U = \Delta U(t)$  при  $\Delta U \ll U_0$  является слабо нелинейной. В этом случае найти значение скорости D = const можно лишь дифференцированием по времени зависимости (13.1).

Для того чтобы упомянутые эксперименты и результаты их обработки давали действительные значения, а не ложные отображения скорости детонации, необходимо принимать во внимание известные особенности инициирования и распространения детонации. Мы отметим лишь часть из них, проиллюстрированных на рис. 20.4.

Если диаметр  $d_{\rm M}$  первичного инициирующего заряда меньше диаметра анализируемого заряда  $d_3$ , но превышает его критическое значение  $d_{\rm KP}$  в несколько раз, то образующийся фронт детонационной волны вблизи капсюля-детонатора имеет выпуклую форму, показанную штриховыми линиями. Фронт волны выгибается так, что его точки, движущиеся в направлении, перпендикулярном оси заряда, выходят на боковую поверхность на расстоянии  $x_{\rm ПОВ}$  от торца. Эта величина, называемая расстоянием до поворота детонации, у мощных высокоплотных ВВ при первичном, инициирующем заряде из прессованного флегматизированного гексогена диаметром  $d_{\rm H} = 10$  мм достигает 10 мм. Точки пересечения фронта детонационной волны с боковой поверхностью анализируемого заряда при значениях x, принадлежащих окрестности  $x_{\rm ПОВ}$ , движутся в направлении, параллельном оси x, со скоростью, обычно намного превышающей реальную скорость детонации.

Осевая точка A детонационного фронта в начальной стадии его эволюции может иметь скорость, существенно меньшую установившегося значения скорости детонации. Так, при использовании стандартных быстродействующих детонаторов при надежном возбуждении детонации в прессованном флегматизированном гексогене ее скорость увеличивается от 7 км/с до значения, характерного для режима Чепмена–Жуге, 8,3 км/с на дистанции около 30 мм. По мере распространения детонации вдоль оси цилиндрического заряда происходит нарастание скорости осевой точки фронта A до установившегося значения. При этом фронт со временем приобретает практически стабильно искривленную форму, которая характеризуется некоторым постоянным углом наклона поверхности к свободной поверхности заряда.

Форма начальной части траектории центральной точки A (рис. 20.4, b) обусловлена нарастанием интенсивности разложения BB за ударным фронтом детонационной волны по мере удаления его от детонатора. Особенности начальной части траектории боковой, или периферийной точки B в большей мере связаны с изменением угла подхода поверхности фронта детонационной волны к свободной поверхности заряда по мере распространения детонации. Траектории точек A и B принимают одинаковый наклон к оси t, соответствующий скорости установившейся детонации, на существенном расстоянии от торца первичного, инициирующего заряда. Поэтому измерение скорости детонации следует проводить после прохождения ее фронтом переходной части заряда длиной  $H_{\Pi Y}$ .

Значение  $H_{\Pi\Psi}$  определяется не только характеристиками заряда BB и условиями его инициирования, но и тем, каким методом измеряется скорость детонации. Если используются электроконтактные или реостатные датчики, чувствительные элементы которых расположены практически по оси заряда, то величина  $H_{\Pi\Psi}$  обусловлена размерами и детонационными характеристиками первичного, инициирующего заряда, а также свойствами BB и структурными характеристиками инициируемого (исследуемого) заряда. При измерении скорости детонации путем хронографирования свечения на поверхности заряда, возникающего при выходе на нее детонационного фронта,  $H_{\Pi\Psi}$  зависит еще и от диаметра исследуемого заряда, причем часто самым сильным образом.

На рис. 13.33 приведена схема экспериментальной сборки для определения скорости детонации в ВВ с критическим диаметром, существенно меньшим 1 мм, с помощью двух электроконтактных датчиков в виде скруток, проходящих через ось заряда (каждая скрутка сделана из двух лакированных медных проволочек). Для BB с похожими детонационными характеристиками и таком методе измерения можно принять, что  $H_{\Pi \Psi}$  не превышает 5 мм. Если бы для измерения скорости детонации этого заряда, имевшего диаметр 30 мм, использовалось фотохронографирование движения точек детонационного фронта вдоль боковой поверхности, то на расстоянии около 10 мм от верхнего торца заряда «кажущаяся» скорость детонации была бы еще более, чем в 2 раза выше реальной скорости, регистрируемой электроконтакными датчиками на оси заряда.

Наиболее точными являются измерения скорости детонации в высокоплотных твердых зарядах ВВ, проводимые с использованием электроконтактных или ионизационных датчиков. Датчики прижимаются к торцам исследуемого заряда высотой  $H_{\rm HY} = B_D$  донным зарядом небольшой высоты, а с другой стороны — передаточным зарядом высотой  $H_{\rm \Pi\Psi}$ . Передаточный заряд обычно делается из того же ВВ и той же плотности, что и исследуемый заряд. Необходимое значение высоты передаточного заряда  $H_{\rm \Pi\Psi}$  находится в отдельной серии экспериментов. При необходимости передаточные заряды делают из ВВ, более мощного и чувствительного, чем исследуемый заряд или даже заменяют плосковолновыми детонационными генераторами. При применении специальных электрических схем формирования электрических импульсов от срабатывания датчиков точность измерения скорости детонации твердых ВВ может достигать 0,5 %.

При измерениях скорости детонации в насыпных (порошкообразных, гранулированных) и жидкотекучих ВВ, помещаемых в прозрачные оболочки, некоторым преимуществом, особенно в отношении простоты изготовления экспериментальной сборки, подготовки и проведения эксперимента, контроля стабильности детонационного процесса, обладает метод фотохронографирования.

К реостатным датчикам прибегают главным образом при необходимости измерения скорости детонации в насыпных и жидкотекучих зарядах ВВ, помещаемых в непрозрачные оболочки. Следует отметить, что достижение очень малых погрешностей измерения скорости детонации в 0,5...1,0% является достаточно трудной задачей.

**20.2.2. Внешние методы определения параметров детонации.** В зависимости от того, какие характеристики ударно-волнового процесса, протекающего в преграде, которая приставлена к исследуемому заряду, регистрируются в эксперименте, различают следующие разновидности внешних методов определения параметров детонации: метод откола, метод лазерного измерения волновых скоростей, электроконтактный метод измерения волновых скоростей, метод яркостной индикации ударной волны, метод лазерной интерферометрии контактной поверхности.

**Откольный метод.** При откольном методе нахождения параметров детонации BB с фиксированной плотностью и экспериментально зарегистрированной скоростью детонации  $D_{\rm ЧЖ}$  проводят серию опытов (рис. 20.2, *a*) с преградами различной толщины  $h_{\Pi}$  из эталонного материала, расположенных на торцах исследуемых зарядов одинакового размера, и измеряют скорость свободной поверхности  $W_{\Pi}$  при выходе на нее фронта ударной волны  $D_{\Pi}$ , порожденной отражением детонационного фронта. Измерение проводят с помощью электроконтактных датчиков. Поэтому в действительности в каждом опыте находится среднее значение  $W_{\Pi}$  этой скорости на измерительной базе  $B_W$ . По измеренному значению  $W_{\Pi}$  находят массовую скорость на фронте ударной волны в момент выхода ее фронта на свободную поверхность, т.е. на расстоянии  $h = h_{\Pi}$  от контактной поверхности:  $u_{\Pi}(h) = W_{\Pi}/2$ .

Далее, используя известную ударную адиабату материала преграды и найденные значения массовой скорости, для каждой толщины преграды вычисляют значения скорости фронта волны  $D_{\Pi}$  и давления  $p_{\Pi}$ на нем. Ряд дискретно расположенных точек графиков получившихся зависимостей  $p_{\Pi} = p_{\Pi}(h)$  и  $D_{\Pi} = D_{\Pi}(h)$  (рисунки 20.2, *б* и 20.2, *в*) заканчивают на расстоянии от контактной поверхности, чуть большем, чем  $h_{\Pi}^{\min}$ .

Если преграда будет иметь толщину, меньшую  $h_{\Pi}^{\min}$ , то за время прохождения измерительной базы  $B_W/W_{\Pi}$  свободная поверхность подвергнется действию волны сжатия со стороны контактной поверхности. Эта волна возникает из-за отражения от ВВ или продуктов его детонации волны разрежения, распространяющейся от свободной поверхности преграды. Образование подобной волны сжатия в фольге при отражения волны разрежения в ней от материала мишени, имеющего меньший импеданс, проиллюстрировано на рис. 3.12. Действие этой волны сжатия исказит регистрацию скорости  $W_{\Pi}$ , вызванной отражением от свободной поверхности волны  $D_{\Pi}$ . Значение  $h_{\Pi}^{\min}$  можно оценить, воспользовавшись соотношением:

$$\frac{2h_{\Pi}^{\min}}{c_{0\Pi}} = \frac{B_W}{W},\tag{20.10}$$

где  $c_{0\Pi}$  — скорость звука материала преграды ( $c_{0\Pi} \approx a_{\Pi}$ ).

Зависимости  $u_{\Pi}(h)$ ,  $p_{\Pi}(h)$  и  $D_{\Pi}(h)$  при  $0 \leq h \leq h_{\Pi}^{\min}$  (изображены штриховыми прямыми) получают «экспериментально» лишь путем экстраполяции результатов действительных измерений, которые получены при  $h > h_{\Pi}^{\min}$ . Очевидно, что для повышения точности нахождения этих зависимостей в «экстраполяционной» области значений h необходимо уменьшение значений  $h_{\Pi}^{\min}$ .

Следует иметь ввиду, что возможности уменьшения измерительной базы  $B_W$  (а следовательно, и  $h_{\Pi}^{\min}$ ) ограничены как допустимыми относительными погрешностями при измерении  $W_{\Pi}$ , так и абсолютными значениями погрешности, которая возникает в результате использования конкретного инструмента при измерении базы  $B_W$ . Так, при

20 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

использовании стандартного инструмента, называемого микрометром, абсолютная погрешность измерения базы  $B_W$  составляет в лучшем случае  $\Delta_B = 0,01$  мм. Для того чтобы минимизировать погрешность измерения  $W_{\Pi}$  до значения  $\pm 1$ %, которое могут обеспечить принцип действия электроконтактных датчиков и электронная регистрирующая аппаратура, измерительную базу  $B_W$  нужно делать по порядку размером не менее  $100 \Delta_B$ .

Если графики полученных таким образом экспериментальных зависимостей  $u_{\Pi}(h)$ ,  $p_{\Pi}(h)$  и  $D_{\Pi}(h)$  содержат резкие перегибы, как это показано на рис. 20.2,  $\delta$ , то их начальные части являются результатом взаимодействия с преградами химпика, а хвостовые — результатами воздействия продуктов детонации, разлетающихся в волне разрежения за поверхностью Чепмена-Жуге. Подстановка значений  $p = p_{\rm ЧЖ\Pi}$  и  $D = D_{\rm ЧЖ\Pi} = D_{\Pi}$ , соответствующих координатам выявленных точек перегиба, в формуле (20.7) дает давление на поверхности Чепмена-Жуге  $p_{\rm ЧЖ}$ , называемое давлением детонации.

Остальные характеристики продуктов детонации на поверхности Чепмена-Жуге находятся с использованием соотношений теории детонации:

$$p_{\rm YW} = \rho_0 D_{\rm YW} u_{\rm WW}; \quad p_{\rm YW} = \frac{\rho_0 D_{\rm YW}^2}{n+1}.$$

Приравнивая в (20.2)  $p_{\rm XП\Pi}$  значению экспериментально найденной величины  $p_{\Pi 0}^{9}$  (см. рис. 20.2, б), можно получить оценку давления химпика  $p_{\rm X\Pi}$ . Найдя на экстраполированной части экспериментальной зависимости  $D_{\Pi}(h)$  значение  $D_{\Pi 0}^{9}$ , соответствующее h = 0, с помощью подстановки в (20.8)  $D_{\rm X\Pi\Pi} = D_{\Pi 0}^{9}$  и значений координат выявленной экспериментальной точки перегиба ( $\delta_{\rm X\Pi\Pi}$  и  $D_{\rm 4X\Pi}$ ) можно получить оценку ширины химпика  $\delta_{\rm X\Pi}$ , а затем и его длительности:

$$\tau_{\rm X\Pi} = \frac{\delta_{\rm X\Pi}}{D_{\rm YK} - u_{\rm YK}}.$$

Для того чтобы уменьшить неопределенность в установлении точки перегиба на графиках экспериментально получаемых зависимостей характеристик интенсивности фронта ударной волны в преграде от ее толщины, проводят ряд дублирующих серий опытов, изменяя значения длин зарядов от серии к серии. Это позволяет построить несколько кривых, похожих на те, что показаны на рис. 20.5. Начальные части этих кривых обусловлены отражением от преграды неизменного химпика и поэтому одинаковы и сливаются, а хвостовые части образуют веер линий. Линии этого веера сходятся по мере уменьшения координаты *h* и более определенно указывают на узкую область, где лежит точка перегиба.

Для того чтобы уменьшить отклонение регистрируемого значения средней скорости движения поверхности преграды от начального, мгновенного ее значения в момент отражения фронта ударной волны  $u_{\Pi} = \text{const}$ , используют преграды с искусственной поверхностью разъема между основной преградой и пластинкой искусственного

откола. Подобные пластины, свободно отделяющиеся от основной преграды, позволяют зарегистрировать нужную, практически максимальную массовую скорость на фронте ударной волны в момент ее подхода к свободной поверхности и не дают проявиться тормозящему, замедляющему влиянию на движения поверхности преграды ее откольной прочности. Алюминиевые пластины искусственного откола или отлетающие индикаторы скорости поверхности преграды делают толщиной до 0,05 мм, а полиэтиленовые — толщиной до 0,1 мм. Заметим, что скорость отлетающего полиэтиленового индикатора измеряют уже не электроконтактным, а оптическим методом.

Скорость движения индикаторных пластин  $W_{\rm H}$  связана с начальной скоростью движения свободной поверхности преград  $W_{\rm H}$  громозд-



Рис. 20.5. Затухание ударной волны в преграде из оргстекла, нагружаемой зарядом тротила длиной 10, 20 и 40 мм (параметры детонации тротила плотностью 1,55 г/см<sup>3</sup>:  $p_{\rm ЧЖ} = 18,3$  ГПа,  $p_{\rm X\Pi} = 25,8$  ГПа,  $a_{\rm X\Pi} = 0,4$  мм,  $\tau_{\rm X\Pi} = 0,08$  мкс,  $D_{\rm ЧЖ} = 6,85 \dots 6,90$  км/с)

ким соотношением. Мы ограничимся акустическим приближением:

$$W_{\Pi} = W_{\Pi} \big( \rho_{0H} c_{0H} + \rho_{0\Pi} c_{0\Pi} \big) / (2 \rho_{0\Pi} c_{0\Pi}), \tag{20.11}$$

где  $\rho_{0N}$  — начальная плотность и  $c_{0N}$  — скорость звука в материале, из которого сделана пластина искусственного откола — индикатор.

Время задержки откола (или отскока индикатора от поверхности преграды) относительно момента выхода фронта ударной волны в преграде на эту поверхность можно оценить как  $2\delta_{\rm H}/c_{0\rm H}$ ; где  $\delta_{\rm H}$  толщина материала индикатора. Для предотвращения искажающего влияния на замер скорости  $W_{\Pi}$  волны сжатия, распространяющейся со стороны поверхности контакта преграды с зарядом вслед за фронтом ударной волны  $D_{\Pi}$ , необходимо выполнение условия  $h_{\rm H} > h_{\rm min}$ . При этом в формуле для оценки  $h_{\Pi}^{\rm min}$  (20.10) вместо  $B_W/W_{\Pi}$  в правой части следует положить  $2\delta_{\rm H}/c_{0\rm H}$ . Окончательно для оценки  $h_{\Pi}^{\rm min}$  при использовании индикаторных пластин имеем:

$$h_{\Pi}^{\min} = \delta_{\mathrm{H}} \frac{c_{0\Pi}}{c_{0\mathrm{H}}}.$$
 (20.12)

Правильно подобранным материалом индикатора можно практически устранить связь между  $h_{\Pi}^{\min}$  и измерительной базой для замера скорости индикатора.

Использование индикаторов позволяет не только уточнить значение начальных параметров ударной волны, входящей в преграду, но и за счет уменьшения  $h_{\Pi}^{\min}$  повысить определенность интерпретации результатов экспериментов. Действительно, если при наименьшем из возможных значений толщины преграды  $h_{\Pi}$ , еще удовлетворяющего условию  $h_{\Pi} > h_{\Pi}^{\min}$ , будет получен результат, проиллюстрированный на рис. 20.2, в (точки, изображенные квадратиками), то экстраполяция экспериментальной зависимости интенсивности фронта ударной волны в преграде в область значений  $h \to 0$  приведет к неопределенности интерпретации результата. Эта неопределенность заключается в следующем. Либо исследуемое ВВ не имеет химпика в детонационной волне, либо ВВ имеет химпик, но экспериментально определенное значение давления  $p_{\Pi 0}^{\Im}$  является не приблизительным значением отклика преграды  $p_{\rm X\Pi\Pi}$  на реальное давление фронта химпика  $p_{\rm X\Pi}$ , а откликом преграды на какое-то значение давления в детонирующем заряде, похожее на верхнюю оценку давления на поверхности Чепмена-Жуге. Возможны и другие интерпретации.

Для устранения подобной неопределенности толкования результатов эксперимента следует улучшить разрешающую способность методики измерения. Это можно сделать путем уменьшения значения  $h_{\Pi}^{\min}$ , при котором осуществляется еще «неискаженное измерение» искомой величины  $W_{\Pi}$ . Но метод откола сопряжен с ограничениями на уменьшение значений  $h_{\Pi}^{\min}$ . Для устранения этого ограничения необходим иной метод экспериментального нахождения параметров ударной волны в преграде на очень малых расстояниях h от ее контактной поверхности. При нем не должно использоваться правило удвоения скоростей на свободной поверхности преграды, а следовательно, создание тыльных волн разрежения в преграде.

Определение параметров детонации с использованием метода лазерного измерения волновых скоростей в преграде. Более точно и с лучшей разрешающей способностью затухание в преграде фронта ударной волны, вызванной падением на нее детонационной волны, может быть зарегистрировано с использованием лазерного метода измерения волновых скоростей (ЛИВС), рассмотренного в § 14. При этом преграда представляет собой пакет тонких (0,1...0,5 мм) прозрачных пластин (обычно из оргстекла), разделенных микронными зазорами. Лазерный луч отражается к моменту начала регистрации процесса от всех зазоров, разделяющих пластины. Ударная волна, последовательно закрывая зазоры и тем самым последовательно прекращая отражение луча от зазоров, вызывает дискретное уменьшение интенсивности отраженного света, регистрируемой с помощью фотоумножителя. Осциллограмма процесса позволяет определить момент прохождения каждого зазора фронтом ударной волны (по скачкообразному уменьшению интенсивности отраженного света), а координата h каждого зазора известна заранее, в результате обмера деталей, сопровождающего сборку преграды. Это дает возможность построить по точкам на плоскости (t-x) или (t-h) траекторию фронта ударной волны в преграде  $x_{\Phi}(t)$  или  $h_{\Phi}(t)$ . Дифференцированием экспериментально зарегистрированной зависимости  $h_{\Phi}(t)$  находятся зависимости  $D_{\Pi}(h)$  и  $D_{\Pi}(t)$ . По скорости фронта ударной волны в характеристики движения эталонного материала преграды, необходимые для вычисления параметров детонации.

Следует иметь в виду, что отражение детонационной волны мощных ВВ от преграды из оргстекла сопровождается возникновением в зоне течения образующихся продуктов разложения ВВ непосредственно за ударным фронтом химпика не ударной волны, как на рисунках 20.1 и 20.3, а волны разрежения. Однако соотношения между параметрами течения в детонационной волне до момента отражения ее от преграды и параметрами фронта ударной волны, образующейся в преграде, остаются формально такими же, как (20.2) и (20.7). Рисунок 20.5 дает представление о возможностях регистрации затухания ударной волны в оргстекле, вызванной падением детонационной волны в ТНТ плотностью 1,55 г/см<sup>3</sup>, и о результатах обработки этой регистрации.

Электроконтактный метод определения параметров детонации. Электроконтактный метод измерения волновых скоростей позволяет регистрировать затухание фронтов ударных волн и траектории их движения с такой же точностью, как при методе ЛИВС, но в преградах из пакетов тонких непрозрачных металлических пластин, разделенных микронными зазорами. При этом методе осуществляется высокоскоростная регистрация динамики разности потенциалов между первой пластиной, обращенной к исследуемому заряду ВВ, и последней наиболее отдаленной от него, при пропускании по пакету, в котором распространяется ударная волна, постоянного тока. В исходном состоянии пакета до ударно-волнового воздействия на него сопротивление между каждой парой пластин пакета за счет соприкосновения только микровыступов шероховатых поверхностей заметно отличается от того значения, которое могло бы быть при соприкосновении идеально плоских поверхностей (без шероховатостей). При распространении фронта ударной волны по пакету происходит закрытие микрозазоров, сопровождаемое существенным и резким, скачкообразным падением сопротивления между пластинами. Это и является причиной появления осциллограмм по виду аналогичных тем, что наблюдаются при реализации метода ЛИВС.

Нахождение параметров детонации методом яркостной индикации фронта ударной волны в преграде. Нахождение параметров детонации методом яркостной индикации фронта ударной волны основано на использовании в качестве преграды специальной жидкости, для которой известна не только ударная адиабата, но и зависимость яркости ее свечения через ударный фронт от давления сжатия на
нем. Такая жидкость называется индикаторной. В эксперименте, схема которого показана на рис. 20.6, а, непосредственно регистрируют динамику яркости свечения ударного фронта в преграде. Знание зависимости от времени яркости свечения фронта волны в индикаторной жидкости и связи яркости ее свечения с давлением ударно-волнового сжатия позволяет найти динамику давления на фронте ударной волны в преграде  $p_{\Pi \Phi}(t)$ . Эту зависимость давления от времени с использованием известной ударной адиабаты преграды пересчитывают на зависимость от времени массовой скорости на фронте ударной волны  $u_{\Pi\Phi}(t)$ . Свойство прямолинейности + Слп-характеристик в лагранжевых координатах, следующее из допущения о совпадении (*p*-*u*)-диаграмм изоэнтропического и ударно-волнового сжатия, позволяет с помощью полученной зависимости  $u_{\Pi\Phi}(t)$  найти зависимости от времени массовой скорости  $u_{\Pi}(t)$  и давления  $p_{\Pi}(t)$  на поверхности контакта преграды с исследуемым ВВ и его продуктами разложения. На противоположных точках каждой +  $C_{\Pi\Pi}$ -лагранжевой характеристики значения массовых скоростей — *u*<sub>П</sub> на поверхности контакта индикаторной жидкости с BB или продуктами его детонации и  $u_{\Pi\Phi}$  на фронте ударной волны равны. Такой переход осуществляется с помощью уравнения, связывающего два момента времени  $t_{\Pi}$  и  $t_{\Pi\Phi}$ , в которые произвольные, но одинаковые значения массовой скорости  $u_{\Pi\Phi}$  возникают сначала на контактной поверхности преграды (в момент  $t_{\Pi}$ ), а затем на ударном фронте (переносятся на него к моменту  $t_{\Pi \Phi}$ ):

$$\int_{0}^{t_{\Pi\Phi}} (a_{\Pi} + b_{\Pi} u_{\Pi}(t)) dt - \int_{0}^{t_{\Pi}} u_{\Pi}(t) dt = [a_{\Pi} + 2b_{\Pi} u_{\Pi} (t = t_{\Pi\Phi})] (t_{\Pi\Phi} - t_{\Pi}).$$

Последнее уравнение позволяет, зная интервал времени  $\delta t_{\Pi\Phi}$ , через который возникают друг за другом два некоторые состояния среды на фронте ударной волны (характеризуемые, например, давлениями рпои  $p_{\Pi \Phi 2}$ ), найти интервал времени  $\delta t_{\Pi}$ , разделяющий появление этих значений на контактной поверхности. Коэффициенты ударных адиабат яркостных индикаторных жидкостей, используемых в опытах, таковы, что при электронной аппаратуре, позволяющей различать на фронте состояния отстоящие друг от друга на 0,03 мкс (это временная разрешающая способность аппаратуры), мы можем различать два состояния на контактной поверхности, разнесенные во времени на 0,01 мкс. Иными словами, индикаторная жидкость и фронт ударной волны играют роль своеобразной «газодинамической лупы времени», через которую можно рассматривать процессы с временной разрешающей способностью, которую невозможно достичь непосредственным использованием электронной аппаратуры. Применение жидкой яркостной индикаторной среды удобно тем, что она позволяет наиболее просто избавиться от возможных микрозазоров на границе с исследуемым образцом и тем самым устранить искажающее свечение от этих возможных дефектов. Чтобы устранить искажающее влияние продуктов детонации, между



Рис. 20.6. Схема эксперимента по определению параметров детонации с использованием преграды из яркостной индикаторной жидкости (*a*) и регистрации динамики яркости фронта ударной волны в индикаторной жидкости при различных исследуемых ВВ (*б*): 1 — плосковолновой детонационный генератор; 2 — исследуемый заряд ВВ; 3 — алюминиевая фольга; 4 — индикаторная жидкость; 5 — стеклянная пластина; 6 — диафрагма; 7 — световод; 8 — фотоумножитель; 9 — осциллограф; ТНТ<sub>ПР</sub> — прессованный ТНТ; ТНТ<sub>Л</sub> — ТНТ литой; ТГ5/5 — прессованная смесь ТНТ и гексогена (плотности всех зарядов — 1,60 г/см<sup>3</sup>))

зарядами ВВ и яркостным индикатором давления помещают алюминиевую пленку толщиной 0,01 мм. В качестве индикаторных жидкостей используют обычно бромоформ, четыреххлористый углерод, другие галогенпроизводные метана.

Рисунок 20.6, б дает представление о динамике яркости свечения J фронта ударной волны в индикаторной жидкости. Аналогичный вид имеют зависимости от расстояния фронта ударной волны до контактной поверхности массовой скорости на фронте ударной волны и самой скорости фронта ударной волны. Эти зависимости уже позволяют рассчитывать параметры детонации по тем же расчетным алгоритмам, что использовались при откольном методе.

Заметим, что, судя по зависимостям J(t) (рис. 20.6, б), полученным при детонации прессованного гексогена, химпик либо отсутствует, либо его длительность  $\tau_{X\Pi}$  не превышает 0,01 мкс.

Определение параметров детонации методом лазерной интерферометрии контактной поверхности преграды. Зависимость от времени скорости движения контактной поверхности преграды  $u_{\Pi}(t)$ , необходимая для нахождения параметров детонации, может быть зарегистрирована «непосредственно» методами лазерной интерферометрии, причем с наибольшей временной разрешающей способностью в сравнении с другими методами. Измерения массовой скорости интерферометрами с использованием лазерной подсветки были рассмотрены в § 14. Независимо от того, какая используется интерферометрическая система измерения — VISAR, ORVIS или интерферометр Фабри–Перо — между исследуемым зарядом и прозрачной преградой, называемой окном, помещается тонкая фольга, отражающая падающий на нее (по нормали) через окно луч света от лазера. Интерферометры позволяют зарегистрировать изменение во времени скорости движения отражающей поверхности фольги, соприкасающейся с материалом окна (водой или LiF). Обычно используется фольга из алюминия. Если окно выполнено из воды, то фольгу напрессовывают на торец исследуемого заряда BB. Если окно сделано из монокристалла LiF, то фольгу напрессовывают на окно. Использование окон из LiF более предпочтительно в газодинамическом отношении, так как этот материал по динамической сжимаемости меньше отличается от исследуемых высокоплотных BB, чем вода. Монокристалл LiF вызывает меньшее изменение в динамике разложения BB в химпике по сравнению с окном из воды, со стороны которой в зону реакции BB входит волна интенсивного разрежения, предположительно тормозящая химическую реакцию.

Временная разрешающая способность собственно оптических и электронных компонентов системы регистрации очень высокая (в пределах от единиц наносекунд то десятых долей наносекунды), однако результирующая способность системы измерения, включающей в себя еще и материалы окна и фольги, с динамической сжимаемостью, отличной от исследуемого ВВ и продуктов детонации, сильно зависит от толщины фольги (рис. 20.7). Для того чтобы результирующая временная разрешающая способность позволяла на временных профилях массовой скорости рассматривать «детали» длительностью



Рис. 20.7. Влияние толщины алюминиевой фольги на регистрацию скорости движения контактной поверхности преграды (окна)  $u_{\Pi}$  из воды (толщины фольг указаны у кривых); кружками отмечены моменты времени выхода на отражающую поверхность фольги волны сжатия со стороны заряда BB, возникающей в результате отражения от него волны разрежения, порожденной при выходе ударной волны из алюминия на воду



Рис. 20.8. Регистрация скорости движения контактной поверхности водяного окна с помощью алюминиевой фольги толщиной 0,007 мм при детонации зарядов нитрометана диаметром 20 мм и 36 мм в полиэтиленовых оболочках и диаметром 50 мм в стальной оболочке

порядка наносекунд, необходимо использование фольг толщиной порядка  $10^{-3} \dots 10^{-4}$  мм.

На рис. 20.8 представлены результаты опытов с зарядами нитрометана трех диаметров, которые проведены с использование алюминиевых отражающих фольг толщиной 0,007 мм и окон из воды. Заряд диаметром 50 мм помещает в стальную оболочку толщиной 3 мм, а заряды диаметром 36 мм и 20 мм — в полиэтиленовые оболочки. Диаметр 20 мм очень близок к значению критического диаметра детонации нитрометана, равного 18 мм. Использование различных диаметров зарядов является одним из приемов, облегчающих выделения на графике зависимости  $u_{\Pi}(t)$  точки, отражающей состояние движения на поверхности Чепмена-Жуге. К этому приему прибегают тогда, когда на зависимости  $u_{\Pi}(t)$  не проявляется резкий перегиб, разделяющий отображение химпика от отображения нестационарной волны разрешения. На этом рисунке выделен интервал времени  $\Delta \tau_{\rm X\Pi\Pi}$ , в котором начинает проявляться существенное расхождение графиков зависимостей  $u_{\Pi}(t)$ , обусловленное различием диаметров зарядов. Время  $\tau_{\rm X\Pi\Pi}$ , которое можно принять за отображение длительности химпика в этом ВВ, по мнению авторов приведенных регистраций равно 0,025...0,075 мкс. При этом массовая скорость границы раздела ВВ и воды, по которой при известной ударной адиабате рассчитывается давление ружп, составляет 2,05...2,10 км/с. При проведении этих опытов «одновременно» с регистрацией сигнала в измерительной системе VISAR, отображающего скорость  $u_{\Pi}(t)$ , на втором канале осциллографа записывается сигнал от срабатывания ионизационного датчика в момент прохождения детонационным фронтом контрольного сечения заряда, удаленного от окна на точно измеренное расстояние. Это позволяет с большой точностью измерять скорость детонации  $D_{\rm YW}$ , которую необходимо знать для того, чтобы воспользоваться формулами (20.1), (20.7) для расчета параметров детонационной волны в исследуемом BB.

Следует обратить внимание на один из результатов эксперимента, важный для теории детонации. Зависимости  $u_{\Pi} = u_{\Pi}(t)$ , представленные на рис. 20.8, указывают на то, что наибольшая скорость падения давления наблюдается в зоне химпика, непосредственно примыкающей к ударному фронту детонационной волны. Абсолютная величина скорости падения давления за ударным фронтом в химпике увеличивается по мере того, как диаметр заряда, уменьшаясь, приближается к критическому значению, по достижению которого детонация не может распространяться с постоянной скоростью и прекращается.

Детонационная волна в исследуемом ВВ может характеризоваться таким плавным переходом химпика в нестационарную волну разрежения, что наложение графиков зависимостей  $u_{\Pi} = u_{\Pi}(t)$ , полученных при разных диаметрах зарядов, не позволяет выделить точку, отражающую состояние движения на поверхности Чепмена–Жуге. Тогда для выявления этой точки прибегают к другому приему — проводят серию опытов с зарядами одного диаметра, но разной длины.

На рис. 20.9 представлены результаты опытов с зарядами тетранитрометана диаметром 20 мм в тонкой оболочке из полиэтилена длиной 90 мм и 180 мм. Толщина фольги между этими зарядами и водяным окном также равна 0,007 мм. На этом рисунке выделен интервал вре-



Рис. 20.9. Регистрации скорости движения контактной поверхности водяного окна с помощью алюминиевой фольги толщиной 0,007 мм при детонации зарядов тетранитрометана диаметром 20 мм длиной 90 и 180 мм

мени  $\Delta \tau_{\rm X\Pi\Pi}$ , в котором две зависимости  $u_{\Pi}(t)$  начинают расходиться существенным образом. Время, которое можно принять за  $\tau_{\rm X\Pi\Pi}$  — отображение длительности химпика  $\tau_{\rm X\Pi}$  детонационной волны, в этом ВВ, по мнению авторов проведенных экспериментов, можно принять равным 0,15...0,20 мкс.

**20.2.3. Внутренние методы измерения параметров детонации.** При использовании внутренних методов нахождения параметров детонации осуществляется регистрация, главным образом, динамики какой-либо характеристики течения среды непосредственно в детонационной волне, распространяющейся по исследуемому заряду ВВ. К внутренним методам относят широко используемые (или использованные ранее) измерения массовых скоростей магнитоэлектрическим датчиком, измерения давления пьезорезистивным датчиком, импульсное рентгенографирование.

Регистрация массовой скорости в детонационных волнах магнитоэлектрическими датчиками. При измерении массовой скорости с целью нахождения параметров детонации чувствительные элементы магнитоэлектрических датчиков, представляющих собой полоски тонкой, как правило, алюминиевой (но иногда и медной) фольги, показанные на рис. 20.10 утолщенными линиями, располагают в исследуемых зарядах ВВ на значительном расстоянии от поверхности приложения инициирующего детонационного импульса. Это необходимо для того, чтобы измерения соответствовали установившемуся нормальному режиму детонации. Диаметр или поперечные размеры заряда должны в несколько раз, а желательно на порядок, превышать длину чувствительного элемента датчика. При выполнении этого условия можно считать, что за время регистрации сигнала необходимой длительности чувствительный элемент датчика, расположенный на оси симметрии сборки, взаимодействует с плоскосимметричным потоком вещества в детонационной волне. Необходимое условие строгой перпендикулярности плоскости чувствительного элемента и оси симметрии фронта детонационной волны, набегающего на датчик, достигается использованием тщательно отработанных конструкций экспериментальных сборок с магнитоэлектрическими датчиками, вложенными в исследуемый заряд ВВ, и строго соблюдаемых технологий их изготовления.

Так, например, если исследуется высокоплотное твердое BB, то заряд собирается из четырех тщательно подогнанных друг к другу деталей, вдоль плоскостей соединения которых располагают фольгу, из которой сделан датчик (рис. 20.10, *a*). Эти детали с помощью специального клея или клейкой мастики (или даже «склеиваются» вазелином) соединяются таким образом, чтобы при минимальном количестве «клейкого» материала не оставалось микропустот между деталями. Если же исследуемое BB является насыпным или вязко-текучим, то для того, чтобы обе поверхности чувствительного элемента датчика контактировали с зонами заряда одинаковой плотности и структуры,



Рис. 20.10. Принципиальные схемы расположения магнитноэлектрического датчика массовой скорости при экспериментах, проводимых для определения параметров детонации в высокоплотных прочных (*a*) и насыпных или заливаемых (*б*) зарядов ВВ: 1 — плосковолновой детонационный генератор; 2 — ВВ исследуемого заряда (изготовленного из четырех деталей или в виде моноблока); 3 — контейнер из немагнитного материала; 4 — направление засыпки порошкообразного ВВ или заливки жидкого ВВ; ПМЭД — П-образный магнитноэлектрический датчик; СМЭД — ступенчатый магнитноэлектрический датчик

засыпание или заливка исследуемого вещества в легкий контейнер с установленным в нем датчиком осуществляется в направлении, параллельном плоским поверхностям датчика (рис. 20.10, б). После наполнения контейнера заряд подвергают виброуплотнению до нужного состояния.

Из-за различия динамических сжимаемостей материала датчика и исследуемого BB, а также продуктов его разложения начальная часть регистрации сигнала с магнитоэлектрического датчика может отличаться от временного профиля массовой скорости в детонационной волне, распространяющейся по заряду в отсутствии датчиков.

Простейшую приближенную оценку искажения временного профиля массовой скорости вследствие несогласования динамических импедансов материала датчика и исследуемой среды (ВВ, превращающегося в конечном счете в газообразные продукты детонации) можно выполнить в пренебрежении влиянием датчика на ход реакции разложения. Такая оценка, рассмотренная ранее в пп. 3.5 § 13, позволяет дать заведомо завышенное значение «времени газодинамического завала» ( $\tau_{T3}$ ) регистрации ударного фронта химпика, принимаемое за характеристику разрешающей способности измерения массовой скорости магнитоэлектрическим датчиком —  $5(2\delta_{\rm Z}/c_{0\rm D})$ , где  $\delta_{\rm Z}$  и  $c_{0\rm Z}$  — толщина чувствительного элемента датчика и скорость звука его материала. Регистрацию массовой скорости в течении этого промежутка времени можно считать искаженной и при необходимости или возможности «корректировать» ее. Простейшая «коррекция» заключается в замене участка зависимости, «подозреваемого в искажении» на экстраполяцию в «исправляемую область» зависимости, которая зарегистрирована позже промежутка времени «газодинамического завала» фронта ударной волны.

Более сложные оценки искажений регистрации течений в детонационной волне можно выполнить, используя методы численного интегрирования систем газодинамических уравнений, включающих в себя информацию о динамике превращения ВВ в газообразные продукты взрыва. На рис. 20.11 в качестве примера приведены результаты расчета зависимости от времени осредненной скорости движения материала чувствительных элементов магнитоэлектрических алюминиевых и медных чувствительных элементов датчиков конечной толщины и идеального датчика, который без искажения регистрировал бы скорость частиц в потоке, не возмущенном установкой датчиков. В этих расчетах предполагалось, что скорость разложения ВВ до газообразных продуктов детонации пропорциональна как давлению на фронте ударной волны, вызвавшем начало разложения ВВ, так и текущему давлению за этим фронтом. Этот рисунок иллюстрирует то обстоятельство, что из двух материалов для магнитоэлектрических датчиков,

Рис. 20.11. Результаты моделирования временного профиля массовой скорости в детонационной волне для высокоплотного бризантного BB без установки в нем датчиков (1), динамики средней скорости чувствительного элемента медного датчика толщиной 0,05 мкм (2), алюминиевого датчика толщиной 0,15 мм (3), а также экстраполяция к t = 0 регистрации массовой скорости, получаемой с помощью датчика из алюминия толщиной 0,15 мм (4)



предназначенных для нахождения параметров детонации конденсированных BB, предпочтительным является алюминий. При этом даже линейная экстраполяция зависимости u(t), зарегистрированной при  $t > t_A$ , в область  $0 < t < t_A$  может дать неплохое приближение значения массовой скорости на фронте химпика.

Рациональными для измерения параметров детонации высокоплотных ВВ являются магнитоэлектрические П-образные датчики из алюминиевой фольги толщиной 0,1 мм и длиной  $l_{\rm d}$  чувствительного элемента (полочки) примерно 10 мм. Для оценки временной разрешающей способности таких датчиков при регистрациях детонационных волн в высокоплотных бризантных ВВ можно пользоваться приближением  $\tau_{\rm T3} = 3 (2\delta_{\rm d}/c_{\rm 0d})$ . При меньших толщинах фольги начинают проявляться искажения регистрации, обусловленные электрической проводимостью продуктов детонации.

Для того чтобы в результате одного эксперимента можно было зарегистрировать массовую скорость в плоскости Чепмена-Жуге и скорость детонации, применяют либо два датчика с регистрацией их сигналов на двух различных каналах многоканального осциллографа, либо один ступенчатый датчик. Последний датчик сгибается из одной полоски фольги так, что образуются два чувствительных элемента, отстоящих друг от друга как две ступеньки с высотой порога, равной измерительной базе для скорости детонации. Схема ступенчатого датчика изображена на рис. 20.10, а над изображением П-образного датчика. На рис. 20.12 показан типичный вид регистрации временного профиля массовой скорости потока в детонационной волне с помощью П-образного датчика u(t). В случае исследования зарядов ВВ сравнительно низкой плотности, когда объемная доля заряда, занимаемая пустотами (или порами) составляет ориентировочно 0,1...0,3, для большинства индивидуальных веществ или взрывчатых смесей на регистрациях u(t)можно выделить химпик и соответственно значение массовой скорости,



Рис. 20.12. Типичный вид регистрации магнитноэлектрическим датчиком временного профиля массовой скорости u(t) в детонационной волне в ТНТ, прессованном до «небольшой» плотности 1,35 г/см<sup>3</sup> (18% объема заряда занимают межзеренные пустоты — поры): Ч-Ж — место расположения на зависимости u(t) точки, соответствующей параметрам состояния движения на поверхности Чепмена-Жуге

соответствующей состоянию движения на поверхности Чепмена–Жуге, то есть значение  $u = u_{\rm ЧЖ}$ . По этому значению массовой скорости и известному экспериментально найденному значению скорости детонации  $D_{\rm ЧЖ}$  находят показатель адиабаты (изоэнтропы) продуктов детонации на этой поверхности:

$$n = \frac{D_{\rm YK}}{u_{\rm YK}} - 1;$$

и давление детонации

$$p_{\mathrm{Y}\mathrm{W}} = \rho_0 u_{\mathrm{Y}\mathrm{W}} D_{\mathrm{Y}\mathrm{W}}.$$

В прикладных исследованиях, как правило, ограничиваются нахождением параметров детонации на поверхности Чепмена-Жуге.

**Регистрация давления в детонационных волнах конденсированных ВВ пьезорезистивными датчиками.** Для измерения давления в детонационных волнах конденсированных ВВ чаще всего применяют два вида пьезорезистивных датчиков: манганиновые и углеродистые.

Манганиновые датчики можно использовать при исследовании детонационных волн в высокоплотных зарядах большого диаметра. При этом реализуются плоскосимметричные потоки реагирующих сред, в которых чувствительный элемент датчика изменяет свое электрическое сопротивление пропорционально давлению однородного всестороннего сжатия со стороны среды (размеры неоднородностей потока, предположительно обусловленных исходными, начальными микроструктурными особенностями заряда ВВ и естественным образом возникающими неоднородностями протекания реакции в химпике, практически не проявляются в искажениях регистраций импульсных давлений, связанных с тензоэффектом). При исследованиях распространения детонации в зарядах с сильно выраженной структурной неоднородностью, например, в зарядах гранулированных промышленных ВВ или зерненых порохов, а так же в зарядах с сильно проявляющимся боковым разлетом реагирующего вещества манганиновые датчики обычно не применяют. Причиной этому является то, что неконтролируемые неоднородности течения в объекте вызывают деформации чувствительного элемента датчика и соответствующие им изменения его электрического сопротивления, не связанные с действием того гидростатического давления, которое нужно измерять.

При необходимости исследования детонационных волн в зарядах, форма, размеры и структурная неоднородность которых не позволяет применять манганиновые датчики давления, а в некоторых случаях и магнитоэлектрические датчики массовой скорости, применяют углеродистые датчики давления, отличающиеся минимальным проявлением тензоэффекта (эффекта деформации), искажающего полезный сигнал.

При измерении в детонационной волне высоких давлений (около 10...30 ГПа) предпочтительнее использовать не «высокоомные», а «низкоомные» манганиновые датчики. «Низкоомные» датчики, в отличие от «высокоомных», имеют начальное сопротивление в десятые и даже сотые доли Ома, а не от 5 до 50 Ом. Исследуемый заряд ВВ выполняется составным и датчик помещается между поверхностями соединяемых друг с другом деталей заряда. Обычно датчик располагают между торцами таблеток ВВ, причем так, что плоскость чувствительного элемента оказывается параллельна плоскости фронта детонационной волны.

Поскольку продукты разложения ВВ имеют значительную электропроводность, то металлические детали датчика закрывают изолирующими пленками, которые делают наиболее толстыми у «высокоомных» датчиков (толщиной до нескольких десятых долей миллиметра при толщине манганинового проводника 0,02...0,05 мм). Из-за большой толщины изоляции, необходимой при исследованиях течений с образующимися продуктами детонации, высокоомные манганиновые датчики по временной разрешающей способности уступают магнитоэлектрическим датчикам массовой скорости. «Низкоомные» манганиновые датчики, менее чувствительные к шунтирующему воздействию электропроводности продуктов детонации и не требующие толстой изоляции, выполняют часто по четырехточечной схеме. Такие датчики в отличие от «высокоомных», показанных на рис. 13.41 и на рис. 13.42, в, имеют четыре точки (рис. 13.42, г) электрического подключения к потенциометрической измерительной цепи (рис. 20.13). Двумя точками датчик подключается к источнику сильного тока I(t), а двумя другими точками — к слаботочной передаточной линии, которая соединяет его с устройствами регистрации падения напряжения U(t) на чувствительной, измерительной части датчика.

Углеродистые датчики давления, изготавливаемые на базе коммерческих резисторов, отличаются от манганиновых датчиков существенно худшей временной разрешающей способностью, но оказываются незаменимыми в случае необходимости исследования детонационных волн, распространяющихся в условиях, при которых невозможно применение ни манганиновых, ни магнитоэлектрических датчиков. Такие условия характерны, во-первых, для исследования неидеально детонирующих зарядов как без оболочки, так и с оболочками (в частности,



Рис. 20.13. Вариант потенциометрической схемы включения «четырехточечного» низкоомного манганинового датчика, позволяющий находить текущее сопротивление датчика  $R_{\rm A}$  по зарегистрированным сигналам  $U_I(t)$  и  $U_{\rm A}(t)$ 

из магнитных материалов), отличающихся характерными временами реакции в химпике, которые превышают время жизни манганиновых и магнитоэлектрических датчиков, а во-вторых, для исследования детонации гранулированных или крупнозернистых зарядов.

Определение параметров детонации методом импульсной рентгенографии основано на регистрации перемещения продуктов детонации за фронтом детонационной волны. Для визуализации этих перемещений используют тонкие металлические фольги из меди или свинца, если исследуются высокоплотные ВВ, и из алюминия, если заряды низкоплотные и для их просвечивания применяется мягкое рентгеновское излучение.

В начальном варианте этого метода использовались так называемые зебровые заряды, состоящие из нескольких дисков ВВ с вложенными между ними тонкими свинцовыми фольгами. В заряде создавалась детонационная волна, фронт которой ориентирован параллельно фольгам. Характеристики детонационной волны находились по смещениям фольг относительно их начального положения.

Рассмотрим более подробно второй, модифицированный вариант метода, при котором регистрируются смещения частиц фольги, расположенной наклонно по отношению к фронту детонационной волны. При этом из-за непрерывности регистрации смещения фольги, зависящего от расстояния ее частиц до детонационного фронта, возникает возможность детального анализа течения в детонационной волне. Использование в модифицированном методе одной фольги позволяет минимизировать возмущения детонационной волны, которые вносятся внедрением в заряд ВВ постороннего объекта. Обработка рентгенограммы, полученной в результате просвечивания окрестности фронта детонационной волны у оси симметрии детонирующего заряда с помещенной в нем фольгой, позволяет нарисовать схему, показанную на рис. 20.14. При этом предполагается плоскосимметричность течения продуктов детонации.

Получающееся качество рентгенограмм, как правило, не позволяет выявить влияние химпика на смещение фольги, и поэтому его влиянием в рассматриваемом методе пренебрегают, а тем самым, в сущности, пренебрегают наличием химпика в детонационной волне. Определение параметров детонации сводится к нахождению изменения угла наклона фольги в момент прохождения через нее плоскости детонационного фронта. При анализе этого изменения предполагается, что частицы фольги неразрывно связаны с частицами продуктов детонации и движутся с ними с одинаковыми скоростями.

Выделим на схеме рентгенограммы две линии — траектории движения частиц продуктов детонации, удаленные друг от друга на расстояние  $\Delta r$  и расположенные, естественно, перпендикулярно детонационному фронту. Фронт детонационной волны со скоростью  $D_{\rm ЧЖ}$ за время t проходит расстояние  $\Delta_D = D_{\rm ЧЖ} t$  по заряду с начальной



Рис. 20.14. Схема рентгеновского снимка смещения фольги под действием продуктов детонации: *САВ* — начальное положение фольги; *САВ'* — смещенное положение фольги; *АВ''* — касательная к линии смещенной фольги в точке ее пересечения с детонационным фронтом; ПД — продукты детонации; ВВ взрывчатое вещество; ДФ (ПЧЖ) — фронт детонационной волны (плоскость Чепмена-Жуге); смещение фольги за время взаимодействия с химпиком пренебрежимо мало и на схеме не отображено

плотностью  $\rho_0$ . Частица продуктов детонации за это же время из положения 1 переходит в положение  $1^*$ , переместившись на величину

$$\Delta_u = \int_0^t u \, dt,$$

где *u* — массовая скорость продуктов детонации.

Отставание частицы от детонационного фронта составит

$$\Delta_{Du} = D_{\mathbf{Y}\mathbf{K}}t - \int_{0}^{t} u \, dt.$$

Если расстояние между выделенными траекториями движения частиц продуктов детонации  $\Delta_r$  устремить к нулю, то массовая скорость u устремится к значению на детонационном фронте, т. е. на поверхности Чепмена–Жуге  $u \to u_{\rm ЧЖ}$ . При этом линия AB' начнет «сливаться» с касательной прямой AB'', а отношение  $\Delta_D/\Delta_{Du}$  устремится к отношению тангенсов угла наклона к детонационному фронту фольги в начальном положении (tg  $\varphi_0$ ) и угла наклона к детонационному фронту касательной, проведенной к линии рентгеновского изображения фольги в точке ее излома  $A(tg \varphi)$ . С учетом выражения тангенсов углов  $\varphi_0$  и  $\varphi$  через катеты  $\Delta_D$  и  $\Delta_{Du}$  при предельном переходе  $\Delta_r \to 0$  и вышеприведенных аналитических выражений для  $\Delta_D$  и  $\Delta_{Du}$  получим

$$\frac{\Delta_D}{\Delta_{Du}} = \frac{D_{\rm YK}}{D_{\rm YK} - u_{\rm YK}},\tag{20.13}$$

$$\frac{\Delta_D}{\Delta_{Du}} = \frac{\operatorname{tg}\varphi_0}{\operatorname{tg}\varphi}.$$
(20.14)

Если выражения (20.13) и (20.14) дополнить уравнениями, следующими из теории ударных и детонационных волн,

$$D_{\rm YK}\rho_0 = (D_{\rm YK} - u_{\rm YK})\rho_{\rm YK}, \quad \frac{\rho_{\rm YK}}{\rho_0} = \frac{n+1}{n},$$

то получим систему уравнений, решение которой дает

$$n = \frac{\operatorname{tg}\varphi}{\operatorname{tg}\varphi_0 - \operatorname{tg}\varphi}$$

По найденному значению показателя адиабаты (изоэнтропы) продуктов детонации в плоскости Чепмена-Жуге и измеренной, например, ранее скорости детонации  $D_{\rm ЧЖ}$  вычисляются остальные параметры детонации:

$$u_{\mathrm{Y}\mathrm{W}} = \frac{D_{\mathrm{Y}\mathrm{W}}}{n+1}, \quad p_{\mathrm{Y}\mathrm{W}} = \rho_0 D_{\mathrm{Y}\mathrm{W}} u_{\mathrm{Y}\mathrm{W}}.$$

Существует также и другой, более сложный способ нахождения параметров детонации. Он основан на поиске параметра *n* уравнения адиабаты продуктов детонации заданной формы, при котором из аналитического описания движения частиц продуктов детонации в центрированной волне за поверхностью Чепмена-Жуге можно получить форму линии смещенной фольги, совпадающую с экспериментальным результатом.

20.2.4. Метод преград для нахождения изоэнтропы разрежения продуктов детонации и параметров состояния на фронте детонационной волны. При нахождении характеристик процессов и веществ методом преград проводят измерение интенсивности ударных волн в образцах из эталонных материалов, расположенных в плотном контакте с объектом исследования, и выполняют последующую процедуру графических или аналитических преобразований результатов измерений в значения искомых характеристик или их параметров. В период разработки и начала широкого использования этого метода (пятидесятые годы XX в.) экспериментально определяемыми величинами являлись волновые  $D_{\Pi}$  и массовые  $u_{\Pi}$  скорости в эталонных материалах, называемых преградами. В некоторых вариантах реализации метода преград проводят измерения тех же величин, что и в других методах исследования детонации, например, измерение скорости свободной поверхности преграды для пересчета ее в массовую скорость эталонного вещества, как и в откольном методе. Если не следовать терминологии, использованной в названиях методов определения параметров детонации авторами этих методов, то откольный метод можно было назвать «частным вариантом реализации метода преград». Но при исследованиях изоэнтропического расширения продуктов детонации от начального состояния на поверхности Чепмена-Жуге методом преград нет необходимости находить и использовать точки излома экспериментально получаемых зависимостей интенсивности фронта ударной волны от пути, пройденного этим фронтом, как в случае использования метода откола при определении параметров детонации.

С целью обоснования алгоритма нахождения изоэнтропы разрежения продуктов детонации, а затем и параметров детонации методом преград, рассмотрим иллюстрацию процесса отражения детонационной волны от эталонного материала, более сжимаемого по сравнению с продуктами детонации в их состоянии на поверхности Чепмена–Жуге и по сравнению с химически не прореагировавшим ВВ (рис. 20.15). Набегание зоны стационарной химической реакции детонационной волны, заключенной между ударным фронтом химпика  $D_{\rm XII}$  и поверхностью Чепмена–Жуге  $C_{\rm ЛЧЖ}$  на контактную поверхность преграды (рис. 20.15, *a*) вызывает изменение состояний движения на ней от того, что изображается (на рис. 20.15, *б*) точкой  $\Pi_1$  до состояния движения, изображенного точкой  $\Pi_2$ .



Рис. 20.15. Обоснование построения изоэнтропы разрежения продуктов детонации методом преград: a — пространственно-временная диаграмма;  $\delta$  — (p-u)-диаграмма; s — графическое определение положения плоскости фронта ударной волны в преграде, при котором на фронте реализуются параметры состояния движения продуктов детонации, соответствующие точке  $\Pi_2$  на (p-u)-диаграмме  $p_S(u)$  изоэнтропического разрежения от начального состояния движения (ЧЖ) в плоскости Чепмена–Жуге; OBP<sub>1</sub><sup>\*</sup> — (p-u)-диаграмма для волны разрежения вещества при нулевой скорости разложения (тепловыделения при газообразующих реакциях BB на ударном фронте детонационной волны), OBP<sub>1</sub> — (p-u)-диаграмма для волны разрежения вещества с учетом конечной (не нулевой) скорости разложения BB на ударном фронте детонационной волны

Точка  $\Pi_1$  определяется пересечением (p-u)-диаграммы  $D_{\Pi}$  для волны, распространяющейся вглубь преграды, и (p-u)-диаграммы OBP<sub>1</sub> для волны разрежения, которая входит в зону химической реакции в момент отражения от преграды ударного фронта химпика. Эта (p-u)-диаграмма вследствие большой скорости тепловыделения в химпике занимает более пологое положение по сравнению с (p-u)-диаграммой OBP<sub>1</sub>, которая имела бы место при нулевой скорости химической реакции или при пренебрежимо малом ее тепловом эффекте.

Точка П<sub>2</sub> определяется пересечением (p-u)-диаграммы  $D_{\Pi}$  для преграды и (p-u)-диаграммы  $p_S(u)$  состояний движения в волне изоэнтропического разрежения, обращенной влево и распространяющейся по продуктам детонации с начальным состоянием движения в точке ЧЖ (рис. 20.15,  $\delta$ ). Точка ЧЖ, изображающая состояние движения — давление и массовую скорость на поверхности Чепмена-Жуге, — лежит на волновом луче с уравнением  $p = \rho_0 D_{\rm ЧЖ} u$ , где  $D_{\rm ЧЖ}$  — известная скорость детонации. Диаграмму  $p_S(u)$  в дальнейшем будем строить с помощью соответствующих измерений в разрабатываемом эксперименте, а пока она проведена умозрительно.

точкой Параметры состояния движения, определяемые  $\Pi_{2}$ (рис. 20.15,  $\delta$ ) «переносятся» по лагранжевой характеристике + $C_{\Pi\Pi}$ с контактной поверхности преграды в точку ударного фронта  $\Phi_{\rm ЧЖП}$ (рис. 20.15, а) с координатой  $h_{\rm ЧЖП}$ . Начиная с этого расстояния от контактной поверхности, фронт ударной волны в преграде продолжает затухающее движение, определяемое уже набеганием на контактную поверхность центрированной волны изоэнтропического разрежения продуктов детонации за поверхностью Чепмена-Жуге. На рис. 20.15, в сплошной линией показана зависимость интенсивности ударной волны в преграде, характеризуемой массовой скоростью на ударном фронте, от пройденного им расстояния h. Начальная часть этой зависимости, обусловленная воздействием на преграду зоны стационарной химической реакции детонационной волны, не зависит от размеров заряда BB. Хвостовая часть этой зависимости (при  $h \ge h_{\rm ЧЖП}$ ) существенно зависит от размера заряда ВВ. Точка сопряжения этих двух участков зависимости u(h), характеризуемая координатой  $h_{\rm ЧЖП}$ , при заданной ударной адиабате преграды однозначным образом определяет точку  $\Pi_2$  (рис. 20.15, *б*), принадлежащую (p-u)-диаграмме  $p_S(u)$ , т.е. искомой изоэнтропе продуктов детонации, расширяющихся от начального состояния в момент их образования в плоскости Чепмена-Жуге.

При экспериментальном построении изоэнтропы разрежения продуктов детонации осуществляют несколько серий экспериментов по нагружению падающей детонационной волной (в зарядах исследуемого ВВ заданной плотности и постоянных размеров) преград из различных эталонных материалов. Каждая серия характеризуется своим эталонным материалом. В результате проведения для каждой серии нескольких опытов и обработки их результатов сначала получают зависимости  $D_{\Pi}(h)$  или  $u_{\Pi}(h)$  для каждого материала преграды. Проще всего эти зависимости построить, измеряя скорость  $W_{\Pi}(h)$  свободной поверхности преград, имеющих различную толщину h, а затем, используя правило удвоения скоростей и ударную адиабату эталона, вычислить  $u_{\Pi} = W_{\Pi}/2$  и  $D_{\Pi} = a_{\Pi} + b_{\Pi}u_{\Pi}$ .

Полученную таким образом экспериментальную зависимость, изображенную на рис. 20.15, в рядом зачерненных кружков, экстраполируют к нулевой толщине преграды, что показано штриховой линией. Строго говоря, экспериментальную зависимость надо экстраполировать к толщине преграды, равной  $h_{\rm ЧЖП}$ , как это следует из анализа взаимодействия детонационной волны с преградой. Но для этого надо было бы проводить опыты с выявлением этой точки сопряжения двух частей зависимости  $u_{\Pi}(h)$  — начальной, обусловленной действием зоны химической реакции, и хвостовой, обусловленной действием центрированной волны разрежения продуктов детонации. Такие опыты, требующие измерений при очень тонких преградах, характеризовались бы неоправданно высокой трудоемкостью. Дело в том, что ошибка в нахождении величины  $u_{\rm WH\Pi}$  в результате использования экстраполяции экспериментальных данных не к  $h = h_{\rm ЧЖП}$ , а к h = 0, обозначенная на рис. 20.15, *в* как  $\Delta u_{\rm ЧЖП}$ , зависит от длины исследуемого заряда BB, вызывающего в преграде затухающую ударную волну. С увеличением длины заряда наклон графика зависимости  $u_{\Pi}(h)$  к оси h уменьшается и соответственно уменьшается величина  $\Delta u_{\rm ЧЖП}$ . В случае типичных мощных высокоплотных ВВ при длине заряда в несколько десятков миллиметров наклон графика экспериментальной зависимости  $u_{\Pi}(h)$  становится таким малым, что относительная погрешность  $\Delta u_{\rm ЧЖП}/u_{\rm ЧЖП}$  от «неправильной» экстраполяции начинает составлять единицы процентов, что сопоставимо с точностью измерения массовой или волновой скорости.

Поэтому при нахождении изоэнтроп продуктов детонации ограничиваются экстраполяцией результатов измерений к нулевой толщине преграды и принимают координату точки пересечения полученной «экстраполирующей» линии с осью  $u_{\Pi}$  за значение  $u_{4 \times \Pi}$ . Этому значению массовой скорости соответствует давление на контактной поверхности преграды  $p_{4 \times \Pi} = \rho_{0\Pi} u_{4 \times \Pi} (a_{\Pi} + b_{\Pi} u_{4 \times \Pi})$ .

После проведения серий экспериментов с различными материалами преград оказывается возможным на плоскости (p-u) (рис. 20.16) получить ряд точек с координатами  $(u_{\rm ЧЖП}; p_{\rm ЧЖП})$ , найденными в результате экстраполяций зависимостей  $u_{\Pi}(h)$ , построенных для каждого материала преграды. На рис. 20.16 эти точки изображены кружками, зачерненными наполовину. Они позволяют с достаточной точностью подобрать форму и параметры уравнения изоэнтропы сначала в форме p = p(u), а затем с помощью уравнений, рассмотренных в главе 1, и в более привычной для теоретических курсов газодинамики форме:  $p = p(\rho)$ . Рис. 20.16. Нахождение параметров детонации  $p_{\rm ЧЖ}$ ,  $u_{\rm ЧЖ}$  методом преград с использованием результатов серии экспериментов с одинаковыми зарядами исследуемого ВВ с размерами, достаточно большими для возможности пренебрежения значениями  $\Delta u_{\rm ЧЖП}/u_{\rm ЧЖП}$  (рис. 20.15)



Для того чтобы найти параметры детонации конденсированных BB на поверхности Чепмена–Жуге методом преград, не проводя достаточно трудоемкие эксперименты с установлением точки излома на зависимостях  $D_{\Pi}(h)$  и  $u_{\Pi}(h)$  в эталонных материалах и пересчета их на параметры продуктов детонации в плоскости Чепмена–Жуге, можно провести серии более простых экспериментов, аналогичных тем, что использовались для построения изоэнтропы. В таких сериях экспериментов, предназначенных для нахождения параметров детонации, используют эталонные материалы, приводящие к образованию в продуктах детонации при отражении от преград фронта детонационной волны как волн разрежения, так и волн ударных.

Отражение детонационных волн от преград с малой динамической сжимаемостью, приводящее к торможению реагирующего вещества во всей зоне стационарной химической реакции от ударного фронта химпика до поверхности Чепмена-Жуге, было проиллюстрировано на рисунках 20.1 и 20.3.

Результаты измерений, полученные в экспериментах с преградами, порождающих в продуктах детонации отраженные волны сжатия, обрабатывают как и для преград, порождающих волны разрежения. В итоге такой расширенной серии экспериментов на плоскости (p-u) наносят не только точки изоэнтропической зависимости  $p_S(u)$ , осуществляемой в результате появления волн разрежения в продуктах детонации при отражении их от преграды, но и точки, изображенные светлыми кружками, для (p-u)-диаграмм отраженных волн сжатия в продуктах детонации (рис. 20.16). Точка пересечения такой «расширенной» (p-u)-диаграммы, проведенной через точки, изображенные светлыми и наполовину зачерненными кружками, с волновым лучом, проведенным для заряда с измеренной начальной плотностью  $\rho_0$  и скоростью детонации  $D_{\rm ЧЖ}$ , определяет искомые координаты состояния движения в плоскости Чепмена–Жуге:  $p_{\rm ЧЖ}$  и  $u_{\rm ЧЖ}$ .

Заметим, что развитие методов математического моделирования и используемой при этом вычислительной техники, равно как и техники регистрации движения поверхностей оболочек, метаемых продуктами детонации, сделало возможным создание иного метода нахождения изоэнтроп разрежения продуктов детонации, альтернативного рассмотренному нами. При этом методе с высоким разрешением во времени осуществляется регистрация динамики движения свободной поверхности медной трубки (диаметром 25,4 мм, длиной 300 мм и толщиной стенки 2,6 мм) под действием продуктов детонации. Детонационная волна возбуждается на одном из торцов заряда ВВ, заполняющего трубку, и распространяется вдоль ее оси. Имея с одной стороны полученную экспериментально динамику движения оболочки, а с другой стороны — заданные формы уравнения состояния продуктов детонации и соответствующего ему уравнения изоэнтропического расширения этих продуктов, проводят достаточно большую серию расчетов процессов, приводящих к разгону оболочки. В ходе этих расчетов варьируют параметры (коэффициенты) уравнений состояния и изоэнтропы вплоть до удовлетворительного совпадения динамик движения оболочки, полученных экспериментальным и расчетным образом. Конечно, часть коэффициентов этих уравнений выражается через параметры состояния продуктов детонации на поверхности Чепмена-Жуге (обычно через давление и удельную внутреннюю энергию) и условие касания на поверхности Чепмена-Жуге графиков изоэнтропы и прямой Рэлея-Михельсона. Таким образом, например, получены для большого числа взрывчатых веществ уравнения состояния продуктов детонации JWL (Джоунса-Уилкинса-Ли) и соответственно уравнения изоэнтроп для этих продуктов. Аналогичные исследования в отечественных условиях обычно проводят, используя медные трубки диаметром 20,0 мм, длиной 200 мм и толщиной стенки 2,0 мм.

### § 21. Экспериментальное нахождение динамики разложения конденсированных взрывчатых веществ в ударных волнах

Динамику разложения взрывчатых веществ (ВВ) в ударных волнах обычно характеризуют совокупностью зависимостей от времени параметров состава и состояния реагирующей смеси исходного вещества и образующихся из него продуктов реакции. При этом состав реагирующей смеси, включающей в себя конечные продукты сложной, многостадийной химической реакции, «остатки» еще не прореагировавшего исходного вещества и продукты, появляющиеся на промежуточных стадиях разложения, описывают упрощенно, одной переменной величиной. Эту величину называют степенью разложения w. Степень разложения определяют как массовую долю конечных продуктов реакции в реагирующей смеси, которую для упрощения считают двухкомпонентной, состоящей из конечных продуктов реакции и не прореагировавшего исходного вещества:

$$w = \frac{m_g}{m_g + m_e} = \frac{m_g}{m_{e0}},$$

где  $m_g$  — масса конечных продуктов разложения, образовавшихся из первоначальной массы  $m_{e0}$  ячейки заряда, еще не начавшей реагировать;  $m_e$  — масса исходного вещества в ячейке заряда, оставшаяся еще не затронутой химической реакцией (масса не прореагировавшего исходного вещества).

Динамику разложения BB в ударных волнах обычно представляют в виде связи между изменяющимися во времени степенью разложения w, параметрами состояния компонентов реагирующей смеси и скорости химического превращения  $\eta_{\rm XP} = \partial w/\partial t$ . Эту связь часто записывают в виде так называемого уравнения формальной кинетики (УФК). Так, для подавляющего большинства конденсированных твердых BB, используемых во взрывных устройствах, очень часто применяют УФК

$$\eta_{\rm XP} = \frac{\partial w}{\partial t} = f\left(w, p_{\Phi}, p\right),$$

связывающее скорость разложения  $\eta_{XP}$  с текущей (изменяющейся во времени) степенью разложения w в точке или элементарной ячейке заряда с давлением во фронте ударной волны  $p_{\Phi}$ , прохождение которого через эту точку вызвало начало реакции, и с текущим давлением p. Параметры УФК определяются химическим составом BB, микроструктурными характеристиками заряда, например, распределениями частиц (зерен) компонентов заряда по размеру и межзеренных пор по размеру.

Уравнением формальной кинетики замыкают систему уравнений сохранения (импульса, массы, энергии) и уравнения состояния реагирующей смеси, с использованием которой осуществляют математическое моделирование ударно-волновых процессов, протекающих в зарядах ВВ различных размеров и форм при различных ударно-волновых начальных импульсах. Такое моделирование позволяет существенно ускорить разработку новых конструкций взрывных устройств, отличающихся наиболее эффективным использованием энергии зарядов ВВ и минимальным риском возникновения опасных ответных реакций этих устройств на нежелательные, но потенциально возможные внешние воздействия.

Экспериментально найденное соответствие, необязательно представленное в форме УФК, между скоростью химического превращения, инициированного фронтом ударной волны, и параметрами состава и состояния реагирующей среды, характеристиками исходного вещества и заряда, изготовленного из него, позволяет более эффективного разрабатывать методы управления реакционной способностью, или чувствительностью, зарядов ВВ.

Методы регистрации или нахождения динамики разложения конденсированного вещества в газообразные продукты, инициированного и протекающего в результате распространения по заряду ударной волны, принципиально отличаются от тех, что используются при анализе чисто термического, «неударно-волнового» разложения. Важнейшая характеристика динамики разложения — зависимость w = w(t) в простейших условиях не ударно-волнового, а теплового воздействия, может быть найдена экспериментально сравнительно просто, например, путем непрерывного (или повторяющегося) взвешивания образца с заданной начальной массой  $m_{e0}$ . Но в случае ударно-волновых воздействий на ВВ подобные методы неприемлемы, хотя бы по причине очень быстрого протекания реакций и отсутствия приборов для «взвешивания» с соответствующим громадным «быстродействием».

При ударно-волновых воздействиях информация об изменении во времени степени разложения в ячейках заряда ВВ (элементарных объемах заряда, или в точках с заданными лагранжевыми координатами) находится так называемым динамическим методом. Этот метод, основы которого разработаны В.С. Трофимовым, позволяет установить эволюцию во времени состава реагирующей смеси в различных сечениях заряда, по которому распространяется инициирующая ударная волна, на основании результатов регистрации временных профилей давления или массовой скорости (регистрации динамики одного из параметров состояния движения реагирующего вещества).

**21.1.** Газодинамический анализ процесса разложения **BB** в ударных волнах. В основе разновидности этого метода, рассматриваемой нами и позволяющей получить информацию в рамках тех же представлений о взрывных процессах, что используется при инженерном проектировании или анализе устройств техники взрыва и удара и при математическом моделировании взрывных процессов применительно к инженерным задачам, лежит следующее основное допущение. Будем предполагать аддитивность удельного объема v и удельной энергии e смеси не прореагировавшего исходного вещества и продуктов его конечного разложения. Это означает, что мы пренебрегаем временем существования возможных продуктов промежуточных реакций, теплообменом между исходными и конечными продуктами реакции и возможным их «растворением» друг в друге (перемешиванием):

$$e = e_a w + e_e (1 - w), \qquad (21.1)$$

$$v = v_a w + v_e (1 - w) \tag{21.2}$$

где  $v_g$  и  $e_g$  — удельный объем и удельная энергия конечных продуктов разложения;  $v_e$  и  $e_e$  — удельный объем и удельная энергия исходного вещества.

Предполагается, что уравнения состояния для обоих компонентов смеси известны:

$$e_g = e_g \left( p_g, v_g \right), \tag{21.3}$$

$$e_e = e_e (p_e, v_e).$$
 (21.4)

При этом, обычно для упрощения, принимают давления в BB  $p_e$  и продуктах его разложения  $p_g$  одинаковыми и равными тем мгновенным значениям (в действительности осредненным) давлений p(t), которые

регистрируются чувствительными элементами современных лагранжевых датчиков:

$$p_g = p\left(t\right),\tag{21.5}$$

$$p_e = p\left(t\right). \tag{21.6}$$

В процессе разложения, протекающего в каждой выделенной ячейке заряда ВВ (в каждом сечении заряда с заданной лагранжевой координатой) после прохождения через нее фронта ударной волны, давление существенно изменяется. Но скорость этого изменения давления на порядок (или порядки) меньше скорости нарастания давления во фронте ударной волны. Это дает основание ввести еще одно предположение о постоянстве энтропии конденсированного компонента реагирующей смеси (не прореагировавшего ВВ) за фронтом инициирующей ударной волны:

$$de_e = -p \, dv_e. \tag{21.7}$$

Если мы будем знать, как изменяются во времени для каждого сечения реагирующей смеси с выбранной лагранжевой координатой h удельная энергия

$$e = e\left(t\right),\tag{21.8}$$

удельный объем

$$v = v\left(t\right),\tag{21.9}$$

давление

$$p = p\left(t\right),\tag{21.10}$$

то при каждом задаваемом значении времени  $t \ (0 < t < \infty)$  мы будем иметь семь уравнений (21.1)–(21.7) с семью неизвестными:  $e_e$ ,  $e_g$ ,  $v_e$ ,  $v_g$ ,  $p_e$ ,  $p_g$ , w. При известных зависимостях (21.8)–(21.10) решение этой системы уравнения для каждого момента времени, отсчитываемого для выбранного (фиксированного) сечения заряда BB от момента прохождения через него фронта инициирующей ударной волны, позволяет найти значение каждого из семи параметров состояния и состава реагирующей смеси, и в частности, динамику состава смеси w = w(t). Набор зависимостей w = w(t), полученный при различных значениях давлений  $p_{\Phi}$  на фронте ударной волны, инициирующем быструю химическую реакцию, позволяет сформировать экспериментально обоснованные представления о механизмах разложения зарядов в ударных волнах и перейти к формированию УФК, например, в форме  $\eta = \eta(w, p_{\Phi}, p)$ .

Необходимым условием извлечения кинетической информации рассматриваемым динамическим методом является экспериментальное установление полей удельной внутренней энергии, удельного объема и давления, т. е. зависимостей этих величин от времени t и лагранжевой координаты h. Поле удельной внутренней энергии реагирующей смеси находится с помощью соотношения

$$e(t,h) = e_{\Phi}(h) - \int_{t_{\Phi}}^{t} p(t,h) \frac{\partial v(t,h)}{\partial t} dt, \qquad (21.11)$$

которое следует из закона сохранения энергии в неразрывном течении за фронтом ударной волны.

В этом выражении  $e_{\phi}(h)$  — удельная внутренняя энергия исходного взрывчатого вещества непосредственно за фронтом ударной волны, прошедшего через сечение заряда с лагранжевой координатой h:

$$e_{\Phi}(h) = e_{e0} + \Delta e(h),$$
 (21.12)

где  $e_{e0}$  — начальный уровень удельной внутренней энергии исходного вещества, значение которого является параметром принятого уравнения состояния взрывчатого вещества;  $\Delta e(h)$  — скачок удельной внутренней энергии исходного вещества на фронте ударной волны, проходящем через сечение заряда с лагранжевой координатой h (этот скачок вычисляется по уравнению Гюгонио с использование характеристик интенсивности ударно-волнового сжатия на фронте волны).

Выражение для поля удельного объема реагирующей смеси за фронтом инициирующей ударной волны

$$v = v(t, h),$$
 (21.13)

используемое при вычислениях по формуле (21.11), находится с помощью соотношения (17.7). При этом для вычисления подынтегрального выражения  $\partial u/\partial h$  необходимо знать поле массовых скоростей за фронтом инициирующей ударной волны

$$u = u(t, h).$$
 (21.14)

Для вычисления поля удельной внутренней энергии e(t, h) по формуле (21.11) также надо знать поле давления за фронтом той же волны:

$$p = p(t, h).$$
 (21.15)

Выражения (17.5) и (17.6) показывают, что поле массовых скоростей u(t,h) может быть найдено по экспериментально установленному полю давления p(t,h) и, наоборот, поле давления p(t,h) может быть рассчитано по экспериментально зарегистрированному полю массовых скоростей u(t,h).

21.2. Алгоритм эксперимента по установлению динамики разложения методом регистрации полей давления или массовой скорости. Исходя из приведенного анализа взаимной связи зависимостей от времени и лагранжевой координаты сечения исследуемого заряда ВВ параметра состава реагирующей смеси w, параметров состояния компонентов реагирующей смеси и параметров состояния движения (давления и массовой скорости) смеси, можно сформировать следующий алгоритм выполнения «экспериментальных или измерительных» и вычислительных процедур для нахождения динамики разложения вещества в ударных волнах.

Экспериментальная сборка для нахождения динамики разложения ВВ в ударных волнах представляет из себя заряд с заданными микроструктурными характеристиками из вещества с заранее определенной ударной адиабатой, в который вложены чувствительные элементы датчиков либо давления, либо массовой скорости. На рис. 17.7 показан один из вариантов исполнения такой сборки, при котором толщина таблеток, на торцах которых располагаются чувствительные элементы датчиков, обуславливает шаг изменения лагранжевых координат контрольных сечений заряда  $h_1$ ,  $h_2$ ,  $h_3$ ,  $h_4$ . В этих сечениях регистрируются временные профили параметров состояния движения ВВ, превращающегося в продукты разложения (точнее говоря, реагирующей смеси ВВ и продуктов разложения). Возможны и другие варианты конструкции сборного заряда с размещенными в нем лагранжевыми датчиками, например, с использованием многоэлементных магнитоэлектрических датчиков, как это показано на рис. 13.68. Манганиновые датчики в случае подобного многоэлементного исполнения функционируют как потенциометрические, или четырехточечные (рис. 20.13).

Рисунки 21.1 и 21.2 дают представление о возможностях получения в одинаковых условиях экспериментов серии осциллограмм состояний движения среды в ударной инициирующей волне. На этих рисунках числами (в миллиметрах) обозначены лагранжевы координаты контрольных сечений — расстояния от плоскости приложения к исследуемому заряду начального импульса, обычно ступенчатой формы. Такие импульсы получают с помощью ударников цилиндрической формы, либо в виде пластин, достаточно толстых для того, чтобы проследить особенности разложения вещества до прихода тыльных волн разрежения со стороны свободной поверхности пластины.

Рис. 21.1. Временные профили давления, зарегистрированные манганиновыми датчиками, расположенными в исследуемом заряде BB LX-10 (94,5% октоген и 5,5% связка Viton A, плотность 1,865 г/см<sup>3</sup>, что составляет 98,4% от теоретически максимально возможной плотности) при различных лагранжевых координатах (на различных расстояниях от плоскости приложения ступенчатого начального импульса, указанных у кривых в миллиметрах)





Рис. 21.2. Временные профили массовой скорости, зарегистрированные в одном эксперименте с зарядом LX-10 плотностью 1,865 г/см<sup>3</sup> при различных расстояниях от плоскости приложения ступенчатого начального импульса (указаны у кривых в миллиметрах)

Различия сжимаемостей материалов чувствительного элемента датчика и исследуемого образца, поляризационные эффекты, сопровождающие ударно-волновое сжатие исследуемого вещества, а также, по-видимому, другие, недостаточно изученные и слабо контролируемые факторы приводят к неконтролируемым возмущениям, особенно в окрестности переднего фронта временных профилей давления и массовой скорости. Поэтому получаемые осциллограммы подвергают процедуре сглаживания. Она заключается в «усреднении» временного профиля регистрируемого сигнала (иногда с этой целью проводят повторные регистрации) и в замене начальных частей осциллограмм, соответствующих ударным фронтам, вертикальными отрезками прямых линий, которые отображают скачкообразное изменение давления или массовой скорости. В результате получают идеализированные профили, в частности такие, что показаны на рис. 21.3, если ударно-волновому воздействию ступенчатой временной формы подвергаются заряды ВВ с плотностью, достигающей 98% от теоретически максимально возможной (TMD).

Используя экспериментально полученные зависимости p(t) или u(t), формируют совокупность полей давления, удельных объемов и внутренней энергии: p = p(t,h); v = v(t,h); e = e(t,h). Эти соотношения, полученные экспериментально-расчетным образом, позволяют для частиц заряда BB в каждом сечении с достаточно произвольно выбираемой исследователем лагранжевой координатой  $h = h_{p_{\Phi}}$  установить динамику параметров состояния образующейся смеси BB и продуктов ее разложения: p = p(t); v = v(t); e = e(t,h) при  $h = h_{p_{\Phi}}$ . Здесь  $h_{p_{\Phi}}$  обозначает лагранжеву координату сечения заряда, через которое проходит фронт ударной волны с некоторым интересующим исследователя значением давления  $p_{\Phi}$ .

Эти последние три зависимости при подстановке в выражения системы уравнений (21.1)–(21.7) позволяют получить ее решение в виде w = w(t) при  $h = h_{p_{\Phi}}$ . Дифференцируя по времени таким образом по-

лученную зависимость для глубины разложения, получим зависимость от времени формальной скорости разложения:

$$\eta_{\rm XP}(t) = \frac{\partial w(t)}{\partial t}$$
 при  $h = h_{p_{\Phi}}.$  (21.16)

На рис. 21.3 в качестве примера приведен фрагмент результатов исследования описанным методом разложения заряда ТЭНа (одного из очень чувствительных мощных бризантных ВВ) плотностью 98% от ТМD, инициированного ударно-волновым начальным импульсом ступенчатой временной формы амплитудой 2 ГПа. На этом рисунке показана динамика разложения заряда, представленная зависимостями от времени давления p, степени разложения w и его скорости  $\partial w/\partial t$  в контрольном сечении, которое в начальном состоянии находилось на расстоянии 2 мм от торца заряда диаметром 40 мм, к которому прикладывался начальный импульс.

Ударная волна со средней скоростью, равной приблизительно начальному значению  $D_0 = 3,1$  км/с, двигалась до этого сечения в течение примерно 0,65 мкс. Дистанция, на которой инициирующая ударная волна под действием догоняющего импульса нарастающего давления усиливается до детонации, равна 5,2 мм. Половину этой дистанции фронт ударной волны проходит практически с постоянной скоростью. Расчет зависимостей, представленных на рисунке, основан на регистрациях давления в шести сечениях заряда (при шести лагранжевых координатах).

Процедуры численного дифференцирования функций — полей давления, массовой скорости, удельного объема являются причиной сравнительно низкой точности нахождения динамики разложения взрывчатых веществ в ударных волнах. В результате многократного обращения к процедурам дифференцирования в рассматриваемом алгоритме относительная погрешность регистрации динамики массовой скорости



Рис. 21.3. Динамика давления, степени и скорости разложения ТЭНа плотностью 1,75 г/см<sup>3</sup> (98,3% от теоретически возможной максимальной плотности) на расстоянии 2 мм от торца заряда диаметром 40 мм, подвергаемого нагружению начальным импульсом ступенчатой формы с давлением 2 ГПа

или давления в 2% приводит к тому, что относительная погрешность в установлении степени разложения достигает 60%. Это является одной из причин поиска методов нахождения динамики разложения в ударных волнах, отличных от изложенного. Один из таких альтернативных методов, называемый методом квазитонких слоев (KTC) или методом гомобарических слоев, изложен далее. В методе КТС используется особенность эволюции инициирующих ударных волн, выявленная при анализе регистраций зависимостей от времени давлений для лагранжевых координат, существенно меньших координаты сечения, в котором ударная волна практически достигает скорости детонации. Эта особенность заключается в том, что в поперечном слое заряда, толщина которого много меньше дистанции перехода инициирующей ударной волны в детонационную и который расположен вблизи плоскости приложения начального (инициирующего) ударно-волнового импульса ступенчатой формы, различие давлений на обех его граничных плоскостях очень мало в сравнении со средним давлением в слое. Распределение давления в таких слоях можно принять однородным, считая слои «гомобарическими» или квазитонкими.

**21.3. Установление динамики разложения взрывчатых веществ методом квазитонких или «гомобарических» слоев.** При исследовании разложения ВВ методом квазитонких слоев образец исследуемого вещества как бы отделяется от большого заряда ВВ заданной структуры и в виде слоя толщиной  $\delta_0$  помещается между двумя дисками из инертных веществ (рис. 21.4) с точно определенными ударными адиабатами, которые мы назовем эталонными веществами. Один диск или слой, расположенный на рисунке справа от исследуемого



Рис. 21.4. Схема эксперимента по исследованию динамики разложения ВВ методом квазитонких слоев: 1 — ударник; 2 — исследуемый образец в виде тонкой пластины; 3 — лицевой слой (диск); 4 — тыльный слой (диск); 5 — чувствительный элемент основного манганинового датчика давления; 6 — чувствительный элемент вспомогательного датчика давления; 7 — электровыводы датчика, соединяющие чувствительный элемент с измерительно-преобразовательым устройством измерительной системы

ВВ, и называемый нами правым или тыльным, сделан из материала такой же сжимаемости, что и исследуемый образец. Если исследуется разложение взрывчатого вещества, вызванное ступенчатым ударно-волновым импульсом, то второй диск или слой, называемый лицевым и показанный на рисунке слева от изучаемого образца, изготавливается из того же материала, что тыльный слой, или из материала, использованного для изготовления ударника, с помощью которого генерируют начальный импульс. По свободной поверхности лицевого слоя наносится удар торцем цилиндрического тела, метаемого со скоростью  $W_y$  в несколько сотен метров в секунду. На границе контакта исследуемого образца с тыльным слоем, расположенным справа от него, помещается чувствительный элемент основного датчика состояния движения.

При исследованиях высокореакционноспособных зарядов ВВ в некоторых случаях приходится устанавливать и использовать вспомогательный датчик давления с чувствительным элементом на плоскости лицевого лицевого слоя эталонного материала, обращенной к ударнику. Вспомогательный датчик помогает выделить на временном профиле давления в плоскости расположения основного датчика p(t) (рис. 21.5) точку начала газодинамического проявления реакции разложения, при котором регистрируемое давление на поверхности слоя ВВ начинает превышать значение давления ступенчатого НИ ( $p_{HM} = \text{const}$ ). Однако в тех случаях, когда точку начала газодинамического проявления на временном времения реакции разложения ре



Рис. 21.5. Траектории (а) движения левой (Л) и правой (П) поверхностей исследуемого слоя ВВ и его инертного имитатора  $\Lambda^*$ ,  $\Pi^*$  после прохождения через образец фронта ударной волны и зависимости от времени (б) давления на правой контактной поверхности слоя в отсутствие химической реакции  $p_{\rm HM}(t)$ и при разложении ВВ p(t)

21 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

профиле давления в плоскости расположения основного датчика, вспомогательный датчик не устанавливают.

Для сокращения изложения основных положений метода КТС мы ограничимся вариантом реализации метода исследования с использованием манганиновых датчиков давления и не будем рассматривать вариант с магнитоэлектрическим датчиком массовой скорости и неметаллическим ударником. Также для упрощения изложения мы будем рассматривать схему эксперимента, при которой к левой и правой поверхностям слоя исследуемого ВВ толщиной  $\delta_0$  примыкают слои одного и того же эталонного инертного материала, имитирующего сжимаемость исследуемого образца. В качестве эталонного материала при исследованиях разложения типичных бризантных BB с начальной плотностью около 95% от теоретически максимально возможного для них значения удобно применять фторопласт.

Если бы в исследуемом слое не возбуждалась химическая реакция, что можно было бы для наглядности смоделировать, заменив в опыте слой ВВ на слой инертного эталонного материала, то используемый в эксперименте основной датчик давления зарегистрировал бы зависимость  $p_{\rm HN}(t)$ , показанную на рис. 21.5, б штриховой линией. Начальную часть этой зависимости  $p_{\rm HN}(t)$  можно получить и без замены исследуемого слоя ВВ на инертный имитатор сжимаемости исследуемого заряда, установив и используя вспомогательный датчик давления. Траектории обоих поверхностей этого слоя, не претерпевающего химических реакций, обозначенные  $Л^*$  и  $\Pi^*$ , были бы прямолинейными (рис. 21.5, *a*) с углом наклона, соответствующим массовой скорости  $u_{\rm HM}$  = const на фронте ударной волны с давлением  $p_{\rm HN}$  в эталонном материале.

Зависимость

$$u_{\rm HM} = u_{\rm HM} \,(p_{\rm HM}) \tag{21.17}$$

находится подстановкой значения  $p = p_{\rm HN}$  в известное соотношение для (p-u)-диаграммы волны в эталонном материале, обращенной вправо, которое мы запишем в виде:

$$u = (a_{\Im}/2b_{\Im}) (F_{\Im}(p) - 1), \qquad (21.18)$$

$$F_{\Im}(p) = \left(1 + 4b_{\Im}p/(\rho_{0\Im}a_{\Im}^{2})\right)^{0,5}.$$
 (21.19)

Если исследуемое ВВ претерпевает химическое превращение, по динамике сходное с очаговым разложением («горением»), то давление внутри слоя изменяется приблизительно так же, как это показано сплошной линией на рис. 21.5,  $\delta$ , на котором изображена достаточно типичная история давления p(t), регистрируемая датчиком на правой плоскости контакта реагирующего слоя ВВ с тыльным слоем. Такое повышение давления в слое (относительно давления  $p_{\rm HU}$ ), возникающее от взрывного разложения вещества в нем, приводит к образованию двух волн сжатия: одна распространяется в тыльный слой, лежащий справа от ВВ (обращена вправо), а другая — в слой, лежащий слева от



Рис. 21.6. (*p*-*u*)-диаграммы (*a*) состояния движения на левой (Л) и правой (П) контактных поверхностях исследуемого образца ВВ и зависимости давления от времени (б) на правой контактной поверхности; Э – (*p*-*u*)-диаграмма волны в эталонном материале с начальным состоянием движения (*p* = 0, *u* = 0)

реагирующего BB (обращена влево). Начальным состоянием движения вещества этих инертных слоев, по которому распространяются эти волны (обращенные вправо и влево), являются давление  $p_{\rm HN}$  и массовая скорость  $u_{\rm HN}$ .

Закону изменения давления p(t) вдоль траектории П (рис. 21.5, б) на правой контактной поверхности реагирующего слоя ВВ соответствует изменение во времени скорости движения контактной поверхности тыльного слоя инертного материала  $u_{\Pi}(t)$ . (p-u)-диаграммы Э и П на рис. 21.6, *а* для волн в эталонном материале тыльного диска, обращенных вправо с начальными состояниями движения соответственно (p = 0, u = 0) и  $(p = p_{HM}, u = u_{HM})$ , для конденсированных сред можно считать совпадающими. Поэтому зависимость

$$u_{\Pi} = u_{\Pi} \left( t \right) \tag{21.20}$$

получается из выражений для (p-u)-диаграммы (21.18), (21.19) для волны сжатия, обращенной вправо в эталонном материале, подстанов-кой p = p(t).

Для того чтобы получить простое приближенное выражение для зависимости от времени скорости движения  $u_{\Lambda}(t)$  частиц эталонной среды на поверхности ее контакта с левой границей реагирующего исследуемого слоя ВВ (вдоль кривой Л на рис. 21.5, *a*) пренебрежем разновременностью  $\tau_{\delta}$  появления равных значений давления на противоположных (левой и правой) плоскостях реагирующего исследуемого слоя. Эта характеристика «неодновременности» (асинхронности движения)  $\tau_{\delta}$  связана со скоростью ударной волны  $D_e$ , распространяющейся от левой к правой плоскости исследуемого слоя ВВ:

$$\tau_{\delta} = \frac{\delta_0}{D_e} = \frac{\delta_0}{\left(a_e/2\right)\left(F_e\left(p_{\mathrm{H}\mathcal{U}}\right) - 1\right)}$$

Выражение для  $F_e(p_{\rm HN})$  аналогично (21.19). При этом надо использовать характеристики исследуемого вещества, а именно,  $\rho_{0e}$ ,  $a_e$ ,  $b_e$  — начальную плотность и коэффициенты ударной адиабаты BB.

Параметры состояния движения поверхности контакта лицевого диска со слоем разлагающегося ВВ, траектория которой на рис. 21.5 обозначена буквой Л, отображаются (*p*-*u*)-диаграммой Л на рис. 21.6, *а* для волны, обращенной влево.

Из упрощающего допущения о равенстве в каждый момент времени давлений на обеих граничных плоскостях реагирующего слоя BB и симметричности (p-u)-диаграмм состояний движения для волн, обращенных в противоположных направлениях, но имеющих одно и то же начальное состояние  $(p = p_{HN}, u = u_{HN})$ , следует:

$$u_{\Pi} = 2u_{\rm HM} - u_{\Pi}(t) \,. \tag{21.21}$$

При толщинах исследуемых слоев ВВ около 0,3...0,5 мм  $\tau_{\delta}$  равно ориентировочно 0,1...0,2 мкс. Пренебрегая этой величиной, мы незначительно занижаем реальное давление на левой плоскости слоя исследуемого вещества, которое возникает одновременно с давлением, действующим на правую плоскость этого слоя. Это, в свою очередь, приводит к тому, что формула (21.21) завышает значение скорости движения левой контактной поверхности.

Допущение синхронности изменения давления на обеих контактных плоскостях реагирующего слоя позволяет записать выражение для скорости изменения его толщины

$$\frac{d\delta}{dt} = u_{\Pi} - u_{\Lambda} = 2\left(u_{\Pi}\left(t\right) - u_{\mathrm{H}\mathrm{H}}\right). \tag{21.22}$$

Непрерывное изменение толщины в соответствии с формулой (21.22) происходит после того, как взрывчатое вещество исследуемого слоя в результате внезапного приложения давления  $p_{\rm HI}$  сожмется до удельного объема

$$v_{e\mathrm{H}\mathrm{H}} = \frac{1}{\rho_{0e}} \frac{D_{\mathrm{H}\mathrm{H}}^e - u_{\mathrm{H}\mathrm{H}}^e}{D_{\mathrm{H}\mathrm{H}}^e} = \frac{1}{\rho_{0e}} \frac{a_e + (b_e - 1) u_{\mathrm{H}\mathrm{H}}^e}{a_e + b_e u_{\mathrm{H}\mathrm{H}}^e},$$

а толщина слоя станет равной  $\delta_{\rm HM} = \delta_0 \rho_{0e} v_{e\rm HM}$ .

Допущение гомобаричности (однородности распределения давления и плотности среды по толщине слоя на стадии его разложения) позволяет выразить удельный объем реагирующей смеси через текущее значение толщины слоя  $\delta = \delta(t)$ :

$$v = \frac{1}{\rho_{0e}} \frac{\delta}{\delta_0}.$$
 (21.23)

Изменение толщины слоя связано с изменением удельной полной внутренней энергии реагирующей смеси *е* (включающей химическую составляющую) и удельной кинетической энергии частиц этой смеси *e*<sub>K</sub>. В адиабатических условиях разложения вещества эти изменения связаны соотношением

$$d(e + e_{\rm K}) + p \, dv = 0. \tag{21.24}$$

Удельную кинетическую энергию легко вычислить в предположении линейности распределения скорости частиц реагирующей среды по толщине слоя от значения  $u_{\Pi}$  на левой контактной поверхности до  $u_{\Pi}$  на правой:

$$e_{\rm K} = \frac{1}{6} \left( u_{\Pi} - u_{\rm HM} \right)^2.$$
 (21.25)

Зависимость

$$p = p\left(t\right),\tag{21.26}$$

зарегистрированная с помощью датчика давления на поверхности тонкого слоя исследуемого BB, образует вместе с выражениями (21.19)–(21.24) систему уравнений, решение которой позволяет найти зависимости от времени удельного объема v и удельной внутренней энергии e реагирующей смеси

$$v = v\left(t\right),\tag{21.27}$$

$$e = e(t)$$
. (21.28)

Начальными условиями при интегрировании этой системы являются  $p = p_{\text{HM}}, v = v_{e\text{HM}}, \delta = \delta_{\text{HM}}$  при t = 0.

Экспериментально-расчетным образом установленные зависимости (21.25), (21.26), (21.28) вместе с ранее использованными соотношениями (21.1)–(21.7) образуют систему уравнений, результатом решения которой являются искомая зависимость:

$$w = w(t)$$
.

Дифференцированием последней зависимости получают зависимость для скорости разложения, как функции времени:

$$\eta_{\rm XP} = \frac{\partial w}{\partial t} = \eta_{\rm XP} \left( t \right)$$

Результаты экспериментов чаще представляют также в виде зависимостей

$$\eta_{\rm XP} = \eta_{\rm XP} \left( w \right),$$

которые получаются из предыдущих двух путем исключения времени. Последняя форма является более удобной, если конечной целью исследования является формирование УФК:

$$\eta_{\rm XP} = \eta_{\rm XP} \left( w, p_{\Phi}, p \right).$$

Рисунки 21.7 и 21.8 дают представление о возможностях исследования разложения в слабых ударных волнах таких достаточно распространенных в технике ВВ, как ТЭН, гексоген и простейших композиций на их основе.

Динамика давления при разложении BB в условиях эксперимента по методу KTC обусловлена толщиной образца  $\delta_0$ , физико-химическими законами и процессами, протекающими только в контролируемой локальной зоне заряда, в то время как в методе, основанном на ре-



Рис. 21.7. Динамика давления, степени разложения и скорости разложения слоев ТЭНа толщиной  $\delta_0$ , отпрессованных из порошка с размером зерен  $a_0$ : 1 — чистый ТЭН,  $a_0 \leqslant 100$  мкс,  $\delta_0 = 0, 6$  мм,  $\rho_0 = 1, 66$  г/см<sup>3</sup> (93% от теоретически максимально возможной плотности (TMD)),  $p_{\rm HM} = 2,35$  ГПа; 2 — флегматизированный ТЭН (5% парафина),  $a_0 \leq 100$  мкс,  $\delta_0 = 0.6$  мм,  $ρ_0 = 1.6$  г/см<sup>3</sup> (94% TMD),  $p_{\rm HM} =$ = 2, 32 ГПа; 3 — передний фронт ступенчатого начального импульса (естественное размытие обусловлено упругопластическими и вязкими свойствами фторопласта, из которого сделаны лицевой и тыльный слой)



Рис. 21.8. Кинетические зависимости для слоев толщиной  $\delta_0$ , отпрессованных из различных порошков BB: 1 -чистый ТЭН,  $a_0 \leq 100$  мкс,  $\delta_0 = 0, 6$  мм,  $\rho_0 = 1, 66$  г/см<sup>3</sup> (93% ТМD),  $p_{\rm HH} = 2, 35$  ГПа; 2 -флегматизированный ТЭН (5% парафина),  $a_0 \leq 100$  мкс,  $\delta_0 = 0, 6$  мм,  $\rho_0 = 1, 6$  г/см<sup>3</sup> (94% ТМD),  $p_{\rm HH} = 2, 32$  ГПа; 3 - чистый ТЭН,  $a_0 \leq 200$  мкс,  $\delta_0 = 0, 6$  мм,  $\rho_0 = 1, 68$  г/см<sup>3</sup> (94% ТМD),  $p_{\rm HH} = 2, 2$  ГПа; 4 - чистый гексоген,  $\delta_0 = 0, 4$  мм,  $\rho_0 = 1, 68$  г/см<sup>3</sup> (93% ТМD),  $p_{\rm HH} = 2, 3$  ГПа; 5 - флегматизированный гексоген (5% оксизина),  $\delta_0 = 0, 4$  мм,  $\rho_0 = 1, 59$  г/см<sup>3</sup> (92% ТМD),  $p_{\rm HH} = 2, 3$  ГПа; 6 - гексоген с модифицированным связующим (4% оксизина и 1% ловушек радикалов термического разложения),  $\delta_0 = 0, 4$  мм,  $\rho_0 = 1, 59$  г/см<sup>3</sup> (92% ТМD),  $p_{\rm HH} = 2, 2$  ГПа

гистрации поля давления в протяженном заряде, она дополнительно обусловлена газодинамическим влиянием отдаленных слоев заряда, в которых реакция протекает с существенно другой скоростью. Это дополнительное влияние обусловлено нарастанием давления на фронте инициирующей ударной волны по мере распространения ее по всему заряду и не может варьироваться экспериментатором наперед заданным образом. Поэтому метод КТС позволяет обнаружить детали динамики разложения, обусловленные свойствами ВВ в исследуемом слое и наперед задаваемыми законами изменения давления. Эти детали достаточно трудно выявить, имея результаты, полученные с использованием основного динамического метода со множеством лагранжевых датчиков в заряде с размерами, достаточными для перехода инициирующей ударной волны в детонацию. Однако основной динамический метод «извлечения» динамики разложения ВВ и формальных кинетических зависимостей обладает неоспоримыми преимуществами в отношении изучения особенностей этих зависимостей в широком диапазоне изменения давления на фронте инициирующих ударных волн с верхней границей, приближающейся к давлениям «химпика» стационарной детонации.

#### Список литературы к главе 5

- 1. Альтшулер Л.В. Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85, вып. 2. С. 179–258.
- 2. Андреев С.Г. Метод квазитонких слоев для исследования разложения энергетических материалов в слабых ударных волнах // Химическая физика. 2001. Т. 20, № 5. С. 24–28.
- Андреев С.Г., Бойко М.М., Кобылкин И.Ф., Соловьев В.С.. Образование очагов в тротиле и тетриле при слабом ударном воздействии // ФГВ. 1979. № 6. С. 143–148.
- Андреев С.Г., Бойко М.М., Летягин В.А., Соловьев В.С. Метод определения адиабаты расширения твердых тел // ФГВ. 1971. № 3.
- 5. Андреев С.Г., Зюзин В.В., Имховик Н.А., Соловьев В.С. Основы метода квазитонких слоев для извлечения формальной кинетики разложения ВВ при динамическом нагружении // Химическая физика. 1990. Т.9, №7. С. 949–956.
- Андреев С.Г., Палий Н.В. Разработка метода ампул сохранения квазитонких слоев для исследования разложения взрывчатых веществ в слабых ударных волнах // Химическая физика. 2002. Т. 21, № 8. С. 72–82.
- Андреев С.Г., Соловьев В.С. Определение адиабаты вторичного сжатия // ФГВ. 1972. № 1. С. 419–422.
- 8. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: «Янус-К», 1996.
- Летягин В.А., Соловьев В.С., Бойко М.М. Изменение диэлектрической проницаемости неполярных диэлектриков при ударном сжатии // ФГВ. 1970. № 4. С. 546-549.
- Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках / Под общ. ред. д.ф.-м.н. М.В. Жерноклетова. 2-е изд., доп. и пер. — Саров.: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 2005.
- 11. Соловьев В.С., Андреев С.Г., Левантовский А.В. Оптические и рентгенографические исследования детонационных свойств низкоплотных ВВ

на основе гексогена. Горение и взрыв. Материалы Третьего Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. — М: Наука, 1972. С. 451-454.

- Соловьев В.С., Летягин В.А., Левантовский А.В., Андреев С.Г. Роль боковой волны разгрузки при ударном инициировании ВВ // ФГВ. 1970. № 4. С. 510–515.
- Трофимов В.С. Динамический метод исследования релаксационных процессов // ФГВ. 1981. Т. 17, № 5. С. 93.
- 14. Уокерли Дж., Джонсон Дж., Халлек П. ударно-волновое инициирование ТЭНа высокой плотности. В сб.: Детонация и взрывчатые вещества. — М.: Мир, 1981. С. 123.

### Глава б

## ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

При экспериментальных методах решения ряда задач, особенно на стадии выбора или разработки нужного метода исследования, достаточно часто приходится прибегать к использованию сведений из теории подобия и анализа размерностей. В основном это делают в трех случаях:

необходимо зависимости, выявленные в эксперименте и связывающие большое количество измеряемых величин, представить в наиболее компактной форме без потери информативности;

2) разрабатывается эксперимент для выявления связи между таким количеством переменных, что получение общей формулы с использованием частных зависимостей от каждой переменной становится крайне затруднительным;

3) разрабатывается эксперимент, результатом которого должна стать информация о влиянии входной или определяющей переменной физической величины, изменяющейся в диапазоне значений, недоступном для воспроизведения в лабораторных или полигонных условиях.

В соответствии с изложенным рассмотрим основные сведения из анализа теории размерностей и подобия, которые могут быть полезными экспериментатору, вынужденному проводить исследования с использованием метода физического моделирования.

# § 22. Основные понятия теории подобия и анализа размерностей

**22.1.** Физическое моделирование и безразмерные комплексы. При моделировании натурный или оригинальный изучаемый объект (процесс) заменяется модельным таким образом, что исследование последнего объекта (процесса) позволяет получить необходимую информацию об оригинале. Если при математическом моделировании оригинал заменяется объектом другой, математической, природы, то при физическом моделировании модельный объект или процесс должен иметь ту же физическую природу, что и натурный объект (процесс) или, иными словами, оригинал и модель должны быть физически подобны.
Для того чтобы было легче пояснить суть термина «физическое подобие» и выявить условие его достижения, обратимся сначала к представлению о математической модели физического процесса. Она обычно состоит из уравнений, описывающих процесс, в которые в виде коэффициентов входят характеристики веществ или тел, участвующих в процессе, и значения физических констант, обуславливающих этот процесс, например, ускорение свободного падения или гравитационная постоянная. Формирование математической модели предваряется выбором (подбором) характеристик объектов и процессов, существенных для конкретной задачи. Это — очень сложная и ответственная работа, так как всякое явление связано с другими явлениями, которые несущественны и не представляют интереса для моделируемого объекта или процесса. Итогом этой работы является перечень всех тех и только тех размерных физических величин и констант, существенных для рассматриваемого явления, наличие которых необходимо и достаточно для окончательного формирования математической модели. Этот перечень можно записать формально как некоторую (пока не конкретизированную) функциональную связь

$$\Lambda = f\left(\chi_1, \chi_2, \dots, \chi_{n_\pi}\right). \tag{22.1}$$

В правой части этого выражения перечислены так называемые определяющие размерные физические величины  $\chi_1, \ldots, \chi_{n_{\pi}}$ , а в левой — определяемая физическая величина, зависящая от определяющих величин. Определяемых величин может быть несколько, тогда подобный перечень можно записать в форме системы функций (или уравнений). Экспериментаторы устанавливают конкретный вид математических функциональных связей или форму регрессионных зависимостей эмпирическим путем. Выражение (22.1) можно рассматривать как запись результата математического исследования или математического решения сформулированной математической задачи. Здесь принципиально то, что (22.1) означает функциональную связь между размерными физическими величинами.

В основе представлений о физическом подобии лежит идея о принципиальной независимости законов природы от конкретной системы мер, используемой исследователем. Следствием этой идеи является вывод о том, что объективно существующая связь между физическими величинами (22.1) может быть выражена в виде уравнения

$$\Pi_0 = \Phi \left( \Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{n_{\pi^*}} \right), \tag{22.2}$$

связывающего различные безразмерные комбинации  $\Pi_i$  реальных размерных величин.

Безразмерные комбинации  $\Pi_i$  в уравнении (22.2) представляют собой произведения или отношения физических величин, определяющих явление (или процесс), составленные таким образом, чтобы в каждой комбинации размерности сокращались. Назовем все такие комбинации безразмерными комплексами, без выделения из них симплексов и собственно безразмерных комплексов (симплексы отличаются тем, что образованы величинами, однородными по размерности, например, число Маха, равное отношению линейной скорости к местной скорости звука). Примером безразмерного комплекса является число Рейнольдса — Re:

$$\operatorname{Re} = \frac{\rho u d}{\mu_{\text{B}33}},\tag{22.3}$$

где  $\rho$  — плотность потока, кг · м<sup>-3</sup>; u — скорость потока (массовая скорость), м · с<sup>-1</sup>; d — характерный линейный размер тела (например, диаметр или длина тела), м;  $\mu_{BB3}$  — динамический коэффициент вязкости,  $\Pi a \cdot c = \kappa \Gamma \cdot M^{-1} \cdot c^{-1}$ .

Если некоторая природная закономерность сформулирована в самом универсальном виде, не связанном с выбором системы измерения физических величин, — в форме соотношения (22.2) между безразмерными комплексами, то оно выполняется независимо от масштаба (размера) объекта исследования. Если физическая природа явления одна и та же в натурном и модельном (физически подобном) явлениях, то должно соблюдаться равенство безразмерных комплексов для «натуры» (оригинала) и для модели:

$$\begin{pmatrix} (\Pi_0)_{\rm H} = (\Pi_0)_{\rm M} ; \\ (\Pi_1)_{\rm H} = (\Pi_1)_{\rm M} ; \\ (\Pi_2)_{\rm H} = (\Pi_2)_{\rm M} ; \\ \dots \\ (\Pi_{n_{\pi^*}})_{\rm H} = (\Pi_{n_{\pi^*}})_{\rm M} .$$

$$(22.4)$$

В этих выражениях индекс «Н» относится к натурным, а индекс «М» к модельным явлениям (объектам).

Действительно, если записать два выражения, полученные из (22.2) подстановкой сначала числовых значений безразмерных комплексов для натурного объекта (явления) и затем для модели, удовлетворяющих условию (22.4), то можно обнаружить, что они тождественны и нет различия между результатами для оригинала и его модели. Равенство значений безразмерных комплексов, составленных из размерных физических величин натурных и модельных объектов (процессов), и означает физическое подобие оригинала и модели.

Определяющие безразмерные комплексы, т.е. составленные из определяющих размерных физических величин, называют критериями физического подобия. Если при замене одного объекта другим соблюдено геометрическое подобие и равенство натурных и модельных значений для каждого критерия физического подобия, то результаты измерений в экспериментах с модельными явлениями, объектами можно пересчитывать на точные значения физических величин натурного явления (объекта). Такое моделирование называют прямым точным физическим. Прямое физическое моделирование позволяет также находить искомую зависимость от некоторой определяющей размерной физической величины какой-либо определяемой величины, проводя эксперименты, в которых варьируется другая определяющая размерная физическая величина, не являющаяся аргументом для искомой зависимости. Полученная непосредственно в результате этого проведенного эксперимента зависимость пересчитывается на нужную искомую зависимость с использованием критериев физического моделирования. Это свойство прямого точного физического моделирования в ряде случаев значительно облегчает установление зависимости определяемой величины от определяющих физических величин.

Например, пусть требуется установить зависимость коэффициента сопротивления  $C_x$  от вязкости  $\mu_{\text{B}93}$  некоторой несжимаемой жидкости. Жидкость имеет плотность  $\rho$  и набегает со скоростью u на тело с некоторым миделевым сечением (наибольшее по площади поперечное сечение тела, движущегося в среде). Эту зависимость надо установить для некоторых фиксированных значений  $u = u_*, \rho = \rho_*$  и характерного размера обтекаемого тела  $d = d_*$ . При этом эксперименты с жидкостью (жидкостями) фиксированной плотности  $\rho_*$  при различных значениях ее вязкости являются несравненно более сложными по сравнению с опытами, в которых варьируют размер тела d или скорость его обтекания u при неизменной вязкости жидкости.

Коэффициент сопротивления  $C_x$  является коэффициентом пропорциональности между силой сопротивления F, с одной стороны, и произведением скоростного напора на площадь поперечного сечения тела  $F = C_x (\rho u^2/2) S_{\text{МИД}}$ , с другой. Как известно (и как это будет еще раз показано с использованием анализа размерностей),  $C_x$  является функцией значения критерия подобия — числа Рейнольса  $\text{Re} = (\rho u d/\mu_{\text{BR3}})$ :

$$C_x = C_x (\text{Re})$$
.

Использование критерия подобия позволяет найти искомую зависимость  $C_x = f(\mu_{BR3})$ , проводя эксперименты с измерениями силы сопротивления F при различных значениях легко варьируемых значений d и u без изменений вязкости и плотности жидкости (при  $\mu_{BR3} = \mu_{BR3_*} = \text{const}$  и  $\rho = \rho_* = \text{const}$ ). Сначала при некоторых фиксированных значениях  $\rho_*$  и  $\mu_{BR3_*}$ , варьируя значения d и u либо по отдельности, либо совместно, и измеряя при этом F,  $S_{\text{МИД}} = \pi d^2/4$ , построим с использованием соотношений  $C_x = F/(S_{\text{МИД}}\rho_*u^2/2)$  и (Re)  $= \rho_* u d/\mu_{BR3_*}$  зависимость

$$C_x = C_{x*} \left( \operatorname{Re} \right),$$

а затем обратную зависимость:

$$\operatorname{Re} = \operatorname{Re}_* \left( C_x \right). \tag{22.5}$$

Из выражения (22.3), являющегося определением числа Рейнольдса, и эспериментально построенной при  $\rho = \rho_*$ ,  $\mu_{BR3} = \mu_{BR3*}$  зависимости (22.5), получим искомое соотношение между  $C_x$  и  $\mu_{BR3}$  в виде:

$$\mu_{\text{BS3}} = \frac{\rho_* d_* u_*}{\text{Re}_* \left( C_x \right)},$$

где  $d_* = \text{const}$  и  $u_* = \text{const}$ , а функция  $\text{Re}_*(C_x)$  (22.5) получена на основании результатов экспериментов, в которых варьировались значения d и u, но не  $\mu_{\text{B}93}$ .

Диапазон изменения  $\mu_{BS3}$  в этой зависимости обусловлен диапазоном изменения Re в экспериментах с варьированием d и u при построении зависимости  $C_x = C_{x*}$  (Re) при фиксированных значениях  $\mu_{BS3*}$  и  $\rho_*$ .

22.2. Метод Рэлея составления безразмерных комплексов и сокращения числа переменных в эксперименте. Составление безразмерных комплексов из размерных физических величин, входящих в описание объекта (процесса) является важным элементом разработки модельных экспериментов, с использованием которых получают необходимую информацию об оригинальных объектах. Известны различные методы составления таких комплексов. Мы ограничимся ознакомлением с одним из них, применяемым в так называемом методе Рэлея сокращения числа переменных. Этот метод тесно связан с содержанием первой и второй частей теоремы Бекингема.

Первая часть теоремы утверждает, что любое уравнение (22.1), являющееся однородным относительно размерностей, можно преобразовать к соотношению (22.2), связывающему безразмерные комплексы. Заметим, что однородным относительно размерностей называют уравнение, форма которого не изменяется от выбора основных единиц. Если уравнение (22.1) однородно относительно размерностей, то размерности его левой и правой частей будут одинаковыми без использования специальных коэффициентов (сомножителей), подбираемых в зависимости от принятых основных единиц измерения так, чтобы размерности обеих частей уравнения были одинаковыми.

Во второй части этой теоремы (теорема Бекингема–Федермана), более известной как  $\pi$ -теорема, делается общий вывод относительно соотношения полного числа размерных переменных, описывающих физическое явление, и количества безразмерных комплексов, входящих в уравнение безразмерных переменных, описывающих то же явление.

Согласно  $\pi$ -теореме связь (22.1) между  $n_{\pi} + 1$  размерными величинами  $\Lambda, \chi_1, \chi_2, \ldots, \chi_{n_{\pi}}$ , для описания которых используется  $k_{\pi}$ первичных размерностей, принимает вид соотношения (22.2) между  $n_{\pi} + 1 - k_{\pi}$  размерными комплексами, образованными из  $n_{\pi} + 1$  размерных величин. Для того чтобы пояснить, что такое первичные или независимые размерности, приведем пример с тремя физическими величинами, встречающимися при описании «механических» явлений:

- 1) характерным линейным размером тела *d*, измеряемым в м;
- 2) скоростью u, измеряемой в м  $\cdot$  с<sup>-1</sup>;
- коэффициентом кинематической вязкости среды ν<sub>Bя3</sub> (не путать с коэффициентом динамической вязкости μ<sub>Bя3</sub>), измеряемым в м<sup>2</sup>·c<sup>-1</sup>.

Из трех размерностей этих величин — м, м·с<sup>-1</sup>, м<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup> — независимыми или первичными являются лишь две первые, а третья размерность является уже производной, так как может быть получена из первых двух. В этом примере  $k_{\pi} = 2$ .

При описании механических явлений количество первичных размерностей  $k_{\pi}$  может достичь трех, т.е. числа  $n_{\rm OP}$  основных размерностей. Этими размерностями являются: длина, обозначаемая символом L, с основной единицей измерения метр; время, обозначаемое T, с основной единицей измерения секунда; масса, обозначаемая M, с основной единицей измерения килограмм.

В прикладных исследованиях, например, в области техники взрыва и удара, экспериментаторам приходится иметь дело не только с чисто «механическими», но и другими явлениями, причем часто «смешанной» природы. По этой причине мы приведем обозначения, символы размерностей и единицы СИ для широкого круга основных физических величин (табл. 22.1).

Be		Единица СИ			
Наименование	Обозна- чение	Символ размерности	Наимено- вание	Обозначение	
				Междунар.	На рус. яз.
Время	t	T	Секунда	S	с
Длина	l	L	Метр	m	М
Macca	m	M	Килограмм	kg	КΓ
Кол-во вещества	n	N	Моль	mol	моль
Сила света	J	J	Канделла	kd	КД
Сила эл. тока	Ι	Ι	Ампер	А	А
Температура	T	Θ	Кельвин	K	K

Таблица 22.1. Основные физические величины, символы, размерности и единицы СИ

Процедуру составления безразмерных комплексов методом Рэлея удобнее рассмотреть на примере физического явления «механической» природы, при котором имеется три основные размерности: L, T и M ( $n_{OP} = 3$ ), а количество первичных, или независимых, размерностей

физических величин  $k_{\pi}$  также равно трем ( $k_{\pi} = 3$ ). Эта процедура предполагает последовательное выполнение шести «шагов».

Шаг 1. Для простоты примем функциональную зависимость (однородную относительно размерностей) между определяющими физическими величинами  $\chi_1, \ldots, \chi_{n_{\pi}}$  и определяемой физической величиной  $\Lambda$  в виде

$$\Lambda = \overline{c}\chi_1^{\gamma_1}, \chi_2^{\gamma_2}, \dots, \chi_{n_\pi}^{\gamma_{n_\pi}}, \qquad (22.6)$$

где  $\overline{c}$  — безразмерный коэффициент (пропорциональности);  $\gamma_1, \gamma_2, \ldots, \gamma_{n_\pi}$  — неизвестные показатели степени.

Шаг 2. Подставим в выражение (22.6) вместо символов физических величин их размерности. В результате этого в общем случае получим:

$$M^{X}L^{Y}T^{Z} = \overline{c}\{M^{\overline{x_{1}}}L^{\overline{y_{1}}}T^{\overline{z_{1}}}\}^{\gamma_{1}}\cdot\{M^{\overline{x_{2}}}L^{\overline{y_{2}}}T^{\overline{z_{2}}}\}^{\gamma_{2}}\cdot\ldots\cdot\{M^{\overline{x_{n_{\pi}}}}L^{\overline{y_{n_{\pi}}}}T^{\overline{z_{n_{\pi}}}}\}^{\gamma_{n_{\pi}}}.$$
(22.7)

Шаг 3. Записываем условие однородности относительно размерностей уравнения (22.6) в виде соотношения между показателями степеней размерностей:

для 
$$M: \quad X = \overline{x_1}\gamma_1 + \overline{x_2}\gamma_2 + \ldots + \overline{x}_{n_\pi}\gamma_{n_\pi},$$
  
для  $L: \quad Y = \overline{y_1}\gamma_1 + \overline{y_2}\gamma_2 + \ldots + \overline{y}_{n_\pi}\gamma_{n_\pi},$  (22.8)  
для  $T: \quad Z = \overline{z_1}\gamma_1 + \overline{z_2}\gamma_2 + \ldots + \overline{z}_{n_\pi}\gamma_{n_\pi}.$ 

Полученные выражения можно рассматривать как систему уравнений с  $n_{\pi}$  неизвестными ( $\gamma_1, \gamma_2, \ldots, \gamma_{n_{\pi}}$ ). Так как число неизвестных в общем случае может быть больше количества основных размерностей (в нашем примере  $n_{\rm OP} = 3$ ), то система может иметь неединственное решение.

Шаг 4. Из полученной системы уравнений исключаем некоторое количество неизвестных  $\gamma_i$  (но не более, чем  $k_{\pi}$ , т.е. в нашем примере не более трех), для чего исключаемые неизвестные  $\gamma_i$  выражают через оставшиеся неизвестные  $\gamma_j$ . При этом следят за тем, чтобы количество оставшихся неисключенными неизвестных  $\gamma_j$  в совокупности получившихся в результате выражений для неизвестных  $\gamma_i$  было на единицу меньше, чем количество искомых безразмерных комплексов:  $n_{\pi} + 1 - n_{\rm OP} = n_{\pi} + 1 - 3 = n_{\pi} - 2$  (повторяющиеся  $\gamma_j$  считают один раз).

Шаг 5. Получающиеся на 4-м шаге выражения для исключаемых неизвестных  $\gamma_i$  подставляем в уравнение (22.6). Приведем пример получающегося при этом выражения, если исключены все неизвестные  $\gamma_1$ ,  $\gamma_3$ ,  $\gamma_4$ , за исключением оставшегося неисключенным неизвестного  $\gamma_2$ :

$$\Lambda = c\chi_1^{\overline{a}_1 + \gamma_2}\chi_2^{\gamma_2}\chi_3^{\overline{a}_3 + \gamma_2}\chi_4^{\overline{a}_4 - \gamma_2}, \qquad (22.9)$$

где  $\overline{a}_1$ ,  $\overline{a}_2$ ,  $\overline{a}_3$ ,  $\overline{a}_4$  — некоторые числа, значения которых определяются на 4-м шаге.

Шаг 6. Производим объединение членов с одинаковыми «буквенными» степенями в правой части уравнения, полученного на 5-м шаге, и переносим в левую часть уравнения члены с «численными» степенями.

**22.2.1.** Пример составления безразмерных комплексов. На основании результатов некоторых экспериментальных исследований движения тел в жидких или газовых средах, а также исходя из интуитивных соображений, сделано заключение о том, что сила сопротивления F среды телу, движущемуся в ней со скоростью u, зависит не только от этой скорости, но и от размера тела, его формы, а также от динамического коэффициента вязкости  $\mu_{B93}$  и плотности среды  $\rho$ . Необходимо установить закон сопротивления для тела вращения заданной формы, т.е. зависимость

$$F = f(d, u, \mu_{BR3}, \rho), \qquad (22.10)$$

где d — диаметр максимального поперечного сечения тела вращения, принятый за характерный размер тел одинаковой формы (геометрически подобных).

Физические величины, входящие в это выражение, имеют размерности:  $F - [MLT^{-2}]; d - [L], u - [LT^{-1}], \rho - [ML^{-3}], динамический коэффициент вязкости <math>\mu - [ML^{-1}T^{-1}]$ . При этом количество первичных, или независимых размерностей  $k_{\pi} = 3$ , такое же, как и количество основных размерностей  $n_{\rm OP} = 3$ . Общее количество физических переменных  $n_{\pi} + 1 = 4 + 1 = 5$ . Согласно  $\pi$ -теореме, если уравнение (22.10) будет однородно относительно размерностей, то его можно преобразовать к уравнению, связывающему  $n_{\pi} + 1 - k_{\pi} = 4 + 1 - 3 = 2$  безразмерных комплексов (П1 и П2), составленных из физических величин, входящих в (22.10):

$$\Pi_1 = \varphi \left( \Pi_2 \right). \tag{22.11}$$

В результате перехода к уравнению с безразмерными переменными, как видно из сопоставления (22.10) и (22.11), происходит сокращение переменных с пяти в размерном уравнении до двух в безразмерном уравнении. При этом очевидно следующее. Задача нахождения в эксперименте значений безразмерных комплексов по сложности не отличается от измерения размерных физических величин. Но построение зависимости между двумя величинами (безразмерными комплексами), конечно же, является несравненно более простой задачей по сравнению с предварительным нахождением четырех частных зависимосте F от  $d, u, \rho$  и от  $\mu_{\text{BR3}}$ , и затем обобщение их в единую зависимость (22.10).

Для составления конкретного плана эксперимента для построения зависимости (22.10) необходимо составить безразмерные комплексы. Для этого воспользуемся методом Рэлея.

Шаг 1. Запишем в соответствии с описанием метода:

$$F = \overline{c} d^{\gamma_1} u^{\gamma_2} \rho^{\gamma_3} \mu_{\text{BS3}}^{\gamma_4}.$$
 (22.12)

Шаг 2. Подставляем вместо обозначений физических величин их размерности:

$$M^{1}L^{1}T^{-2} = \overline{c}\{L\}^{\gamma_{1}}\{L^{1}T^{-1}\}^{\gamma_{2}}\{M^{1}L^{-3}\}^{\gamma_{3}}\{M^{1}L^{-1}T^{-1}\}^{\gamma_{4}}.$$

Шаг 3. Записываем соотношения между показателями степеней размерностей:

для 
$$M-1=\gamma_3+\gamma_4,$$
  
для  $L-1=\gamma_1+\gamma_2-3\gamma_3-\gamma_4$   
для  $T-2=-\gamma_2-\gamma_4.$ 

Таим образом, получается система из трех уравнений с четырьмя неизвестными  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$ ,  $\gamma_4$ .

Шаг 4. Исключим из полученных уравнений любые три показателя, для чего выразим их через оставшийся показатель. Возьмем наугад в качестве «оставшегося показателя»  $\gamma_4$  и посмотрим, что из этого получится (потом можно будет посмотреть, какие получаются безразмерные комплексы, если в качестве оставшегося показателя взять, например,  $\gamma_2$ ).

Из первого уравнения системы получим:

$$\gamma_3 = 1 - \gamma_4.$$

Из последнего уравнения системы получим:

$$\gamma_2 = 2 - \gamma_4$$

Зная выражения для  $\gamma_3$  и  $\gamma_2$ , из второго уравнения системы получим:

 $\gamma_1 = 1 - \gamma_2 + 3\gamma_3 + \gamma_4 = 1 - 2 + \gamma_4 + 3 - 3\gamma_4 + \gamma_4 = 2 - \gamma_4.$ 

Шаг 5. Подставим получившиеся выражения для  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$ , а также «оставшийся показатель»  $\gamma_4$  в (22.12). Тогда получим

$$F = \overline{c} d^{2-\gamma_4} u^{2-\gamma_4} \rho^{1-\gamma_4} \mu^{\gamma_4}.$$

Шаг 6. Объединяем (справа) члены с буквенными степенями ( $\gamma_4$ ) и переносим в левую часть члены с численными степенями. В результате получаем

$$\frac{F}{d^2 u^2 \rho} = c \left(\frac{\mu_{\text{B}33}}{d u \rho}\right)^{\gamma_4} = c \left(\frac{d u \rho}{\mu_{\text{B}33}}\right)^{-\gamma_4} = c \left(\frac{\rho u d}{\mu_{\text{B}33}}\right)^{-\gamma_4}.$$
 (22.13)

Комбинации физических величин  $F/(d^2u^2\rho)$  и  $(\rho ud)/\mu_{BR3}$  оказываются безразмерными и могут быть приняты в (22.11) за безразмерные комплексы  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  соответственно. После того, как выражения для безразмерных комплексов найдены, у нас уже отпадает необходимость при обработке экспериментальных данных о соответствии значений  $\Pi_2$  значения  $\Pi_1$  придерживаться предположения о простейшей форме связи этих параметров

$$\Pi_1 = \overline{c} \, \Pi_2^{-\gamma_4}.$$

Опишем связь  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$  в такой форме (22.11), которая наиболее правдоподобно отражает результаты эксперимента. В аэродинамических и гидродинамических исследованиях первый безразмерный комплекс традиционно обозначают не  $\Pi_1$ , а  $C_x^*$  и называют коэффициентом лобового сопротивления, а второй комплекс обозначают не  $\Pi_2$ , а Re (число Рейнольдса). При этих обозначениях закон сопротивления записывают в виде

$$F = d^2 \rho u^2 \cdot C_x^* \,(\mathrm{Re}) \,.$$

Заметим, что в аэродинамике более традиционной формой записи закона сопротивления является зависимость:

$$F = \frac{\rho u^2}{2} S_{\text{MHJ}} C_x; \quad C_x = C_x \text{ (Re)}$$

При этом за характерный размер тела, используемый для вычисления числа Рейнольдса, принимают длину тела в направлении дви-



Рис. 22.1. Зависимость коэффициента лобового сопротивления сферического тела от числа Рейнольдса при малых числах Маха  $(M \leq 0,2)$ 

жения обтекающей его среды. Экспериментальные зависимости С<sub>x</sub> от Re для различных геометрически подобных тел приводят обычно в графическом виде (рис. 22.1), не прибегая к аналитическим формам представления конкретных зависимостей (22.11). Изменение значений безразмерных комплексов (коэффициента лобового сопротивления  $C_x$ и числа Рейнольдса Re), необходимое для получения точек искомого графика зависимости  $C_x = C_x$  (Re), может быть достигнуто самыми различными способами. Наиболее просто реализуемыми являются эксперименты с телом неизменной формы и размера, которое обтекается

средой одной и той же плотности и вязкости (например, воздухом), но с различной скоростью.

Проанализируем выбор комбинаций безразмерных комплексов. Из рассмотрения рэлеевского метода сокращения переменных видно, что уравнение размерностей допускает не единственное решение. В частности, на примере задачи о сопротивлении телу, движущемся в потоке жидкости, не трудно показать, что можно составить, по крайней мере, три варианта сочетания безразмерных комплексов, которые входят в соответствующие уравнения:

$$\frac{F}{\rho u^2 d^2} = \Phi\left(\frac{\rho u d}{\mu_{\rm BR3}}\right),$$

$$\frac{F\rho}{\mu_{\rm BR3}^2} = \Phi_1 \left(\frac{\rho u d}{\mu_{\rm BR3}}\right),$$
$$\frac{F}{u d \mu_{\rm BR3}} = \Phi_2 \left(\frac{\rho u d}{\mu_{\rm BR3}}\right),$$

правильно описывающие исследуемое явление.

При этом возникает вопрос, какой комбинацией следует пользоваться? На стадии эксперимента, включающей в себя построение эмпирических формул, критериями выбора безразмерных комплексов часто является возможность технической реализации эксперимента и его точность, в том числе, и точность обработки результатов. Однако опытные исследователи в большей мере предпочитают безразмерные комплексы, имеющие физический смысл.

Задачи технической реализации обусловлены тем, что определяющий безразмерный комплекс (аргумент) в искомой зависимости в процессе эксперимента должен изменять свое значение в определенном диапазоне, что достигается соответствующим изменением размерных физических величин. Очевидно, что в качестве аргумента надо брать такой комплекс, который содержит величины, легко реализуемые в эксперименте, варьируемые простым образом и измеряемые с большой точностью. Вопросы точности эксперимента при анализе размерностей обусловлены, главным образом, тем, что конечной целью исследования является построение соответствующей регрессии. Метод построения регрессии, который будет рассмотрен нами далее, основан на предположении, что одну величину мы можем измерять точно, а возникающие ошибки относятся к погрешностям определения другой величины. Поэтому надо стремиться к тому, чтобы в выбранных безразмерных комплексах погрешности измерения концентрировались только в одном из них и отсутствовали в другом. По этим соображениям второй вариант безразмерных комплексов из трех, представленных выше, является наиболее предпочтительным, хотя левая часть уравнения не имеет четкого физического смысла.

Если уравнение регрессии построено в системе координат безразмерных комплексов, предпочтительной исходя из соображений точности эксперимента, то, в принципе, это не мешает перестроить полученную эмпирическую зависимость в новую. Эту новую зависимость находят уже в другой системе координат, наиболее удобной с точки зрения осмысления и понимания результатов исследования, а также привыкания к ним.

На стадии осмысления и понимания результатов эксперимента предпочтительнее пользоваться безразмерными комплексами, в которых можно выделить выражения с определенным физическим смыслом. Так, например, на этой стадии изучения сопротивления тела в потоке жидкости целесообразно перестроить экспериментальную зависимость из координат ( $F\rho/\mu_{BG3}^2$ ;  $u\rho d/\mu_{BG3}$ ) в координаты, соответствующие

первому из трех приведенных выше уравнений —  $(F/\rho u^2 d^2; ud\rho/\mu_{B33})$ , так как комбинация  $\rho u^2 d^2$  имеет определенный физический смысл и размерность — скоростной напор на тело с площадью поперечного сечения  $d^2$ .

22.2.2. Составление безразмерных комплексов как проверка правильности выбора определяющих факторов исследуемого явления. Стадии разработки эксперимента, на которой экспериментатор прибегает к анализу размерностей и к составлению безразмерных комплексов, достаточно часто, особенно в начале изучения некоторого нового явления, предшествует наиболее ответственный этап: определение (или выбор, а то и угадывание) факторов, которые влияют на исследуемую величину. Набор физических величин и размерных констант, которые предположительно влияют на исследуемую величину, определяют на основе системы теоретических знаний, «пробных» опытов, проведенных в рамках даже неудачно, недостаточно рационально спланированных экспериментов, на основе опыта, здравого смысла и интуиции. При этом принятый выбор определяющих факторов может быть ошибочным, например, недостаточно полным или, наоборот, избыточным. Ошибочность сделанного выбора определяющих факторов выясняется лишь после того, как будут составлены безразмерные комплексы и соответствующие им уравнения в безразмерных переменных (в этих уравнениях еще не указывается конкретный вид функций). Ограничимся лишь указанием наиболее часто встречающихся признаков ошибок в выборе определяющих физических величин и констант:

- количество сформированных безразмерных комплексов не равно числу, предсказываемому π-теоремой;
- 2) остаются размерные величины, не входящие ни в один безразмерный комплекс;
- 3) полученные уравнения в безразмерных переменных не имеют физического смысла.

Последний признак наиболее часто возникает тогда, когда в число определяющих факторов забывают включить некоторые физические константы. Например, если в число физических величин, определяющих потери напора потока (давления, выражаемого высотой столба жидкости в линейных единицах над выбранным уровнем отсчета) жидкости, текущей по трубе, не включить «размерную константу» ускорение свободного падения в окрестности исследуемого объекта, то полученный вариант уравнения в безразмерных переменных будет ошибочным. Чтобы, не проводя опыта, убедиться в этом, достаточно сопоставить значения давлений в последовательно расположенных поперечных сечениях потока жидкости с весом столбиков жидкости в вертикальных прозрачных трубочках — манометрах, врезанных в стенку изучаемой горизонтально расположенной трубы с потоком жидкости. Чем быстрее убывают высота и вес столбиков жидкости по мере перехода от одного сечения трубы к другому, тем быстрее падает давление в жидкости, текущей по трубе, и тем значительнее теряется напор потока. У достаточно опытного исследователя высота столба жидкости, уравновешивающего ее статическое давление в рассматриваемом сечении потока, ассоциируется с весом столба жидкости в манометрической трубочке и с ускорением свободного падения. Подобное ассоциативное, образное отображение сущности процесса или его проявлений наряду с теоретическим кругозором и опытом исследователя является одним из условий успешности в деле подбора определяющих факторов.

**22.2.3.** Пример использования анализа размерностей при моделировании в условиях большого количества определяющих размерных физических величин и ограниченных технических возможностей. При решении некоторых проблем создания новой техники возникает необходимость нахождения характеристик процессов при наперед задаваемых условиях, которые не могут быть реализованы при текущем уровне развития экспериментальной техники. Примером такой

проблемы могла бы служить защита космических объектов от действия высокоскоростных ударников, представляющих собой детали и фрагменты других космических аппаратов — космического мусора или «метеоритных частиц» естественного происхождения.

Предположим, что при этом возникла частная задача экспериментального определения конечной глубины кратера (каверны), которая может образоваться в массивной («полубесконечной») преграде, подвергаемой удару металлическим телом заданных геометрических параметров со скоростью W порядка 20 км/с,



Рис. 22.2. Ударник до встречи с преградой и схема образующейся после соударения каверны, или кратера

пока еще недоступной для воспроизведения существующими устройствами нагружения объектов компактными ударниками заданной формы (рис. 22.2). При такой постановке задачи возникает вопрос, нельзя ли натурные объекты заменить такими модельными ударником и мишенью, чтобы результат измерения глубины кратера, образовавшегося в модельном эксперименте при скорости соударения, надежно реализуемой в лабораторных условиях, можно было пересчитать на значение, которое получится в будущем в натурных условиях соударения со скоростью 20 км/с?

Для ответа на этот вопрос воспользуемся составлением безразмерных комплексов из физических величин и констант (характеристик), определяющих глубину каверны, и условием физического моделирования образования кратера конечных размеров. Использование такого подхода облегчается тем, что накоплен большой объем информации о взаимодействии ударников с преградами. Его знание позволяет считать в первом приближении, что конечная глубина кратера  $l_{\rm KP}$  связана некоторой (пока еще не конкретизируемой нами) функциональной зависимостью

$$l_{\rm KP} = f\left(W_{\rm Y}, \rho_{0\rm Y}, \rho_{0\Pi}, l_{0\rm Y}, d_{0\rm Y}, C_{\rm FOY}, H_{\rm Y}^{\rm FOY}, H_{\Pi}^{\rm ДT}, a_{\rm Y}, a_{\Pi}, b_{\rm Y}, b_{\Pi}\right)$$
(22.14)

со скоростью соударения  $W_{\rm y}$ , с начальными плотностями материалов ударника  $\rho_{0\rm y}$  и преграды  $\rho_{0\Pi}$ , с начальными геометрическими параметрами ударника — длиной  $l_{0\rm y}$ , диаметром  $d_{0\rm y}$ , коэффициентом формы его головной части  $C_{\rm TOy}$ , с динамическими твердостями материалов ударника  $H_{\rm y}^{\rm AT}$  и преграды  $H_{\Pi}^{\rm AT}$ , с коэффициентами ударных адиабат, характеризующими сжимаемость материалов ударника  $a_{\rm y}$  и  $b_{\rm y}$  и преграды D и массовой скоростей u - D = a + bu.

Перед анализом уравнения (22.14) сделаем некоторые пояснения относительно ранее не упоминаемых нами величин — динамической твердости  $H^{\text{ДT}}$  и коэффициента формы головной части тела  $C_{\text{ГОУ}}$ , внедряющегося в среду. Регистрация динамики внедрения (проникания) ударников в преграды позволяет находить изменяющуюся во времени силу сопротивления преграды  $F_{\Pi}$  внедряющемуся телу с известной площадью поперечного сечения его цилиндрической части S. Среднее давление торможения  $F_{\Pi}/S$  при глубине внедрения, большей двух диаметров ударников, представляют в виде двух слагаемых

$$F_{\Pi}/S = H_{\Pi}^{\Pi T} + C_{\Gamma O Y} \cdot \rho_{0 \Pi} \left( W\left(t\right) \right)^{2}.$$

Постоянное слагаемое  $H_{\Pi}^{\text{ДT}}$  (обычно, не более, чем в два раза превышающее твердость по Бринеллю  $H_B$ ) называют динамической твердостью. Коэффициент  $C_{\text{ГОУ}}$  перед выражением для текущего скоростного напора  $\rho_{0\Pi} (W(t))^2$  со стороны тормозящегося ударника называют коэффициентом сопротивления или коэффициентом формы головной, внедряющейся части ударника. Величина  $C_{\text{ГОУ}}$  безразмерная, а размерность динамической твердости такая же, как у давления:  $[M^1 \cdot L^{-1} \cdot T^{-2}]$ . Напомним, что величина коэффициента «*b*» перед массовой скоростью в ударной адиабате также безразмерная, а размерность величины  $a (a_{\text{У}} и a_{\Pi})$ , как и у скорости, равна  $[L^1 \cdot T^{-1}]$ .

Количество независимых размерностей для физических величин, входящих в (22.14), равно трем, т.е. такое же, как количество основных размерностей. В соответствие с  $\pi$ -теоремой размерное уравнение (22.14), с  $n_{\pi} + 1 = 12 + 1 = 13$  параметрами (содержащими размерные величины) можно преобразовать к безразмерному уравнению, связывающему  $n_{\pi} + 1 - k_{\pi} = 13 - 3 = 10$  безразмерных комплексов. Это безразмерное уравнение можно записать в виде:

$$\frac{l_{\mathrm{KP}}}{l_{\mathrm{0V}}} = \varphi \left( \frac{\rho_{\mathrm{0\Pi}} W_{\mathrm{Y}}^2}{H_{\mathrm{\Pi}}^{\mathrm{AT}}}, \frac{H_{\mathrm{Y}}^{\mathrm{AI}}}{H_{\mathrm{\Pi}}^{\mathrm{AT}}}, \frac{\rho_{\mathrm{0V}}}{\rho_{\mathrm{0\Pi}}}, C_{\mathrm{\GammaOY}}, \frac{l_{\mathrm{0Y}}}{d_{\mathrm{0Y}}}, \frac{a_{\mathrm{Y}}}{a_{\mathrm{\Pi}}}, \frac{\rho_{\mathrm{0\Pi}} a_{\mathrm{\Pi}}^2}{H_{\mathrm{\Pi}}^{\mathrm{AT}}}, b_{\mathrm{Y}}, b_{\mathrm{\Pi}} \right).$$
(22.15)

Сокращение количества определяющих переменных с 12 в (22.14) до 9 в (22.15) несущественно упрощает анализ функциональной зависимости. Но последнее уравнение может быть упрощено для анализа, если ограничиться рассмотрением только таких материалов ударников и преград, как металлы. Практически для всех металлов в соответствии с результатами экспериментальных и теоретических исследований можно принять:

$$rac{
ho_{\Pi\Pi}a_{\Pi}^2}{H_{\Pi}^{\mathcal{A}\mathrm{T}}} = \mathrm{const}$$
 и  $b_{\Pi} = b_{\mathrm{Y}} = \mathrm{const.}$ 

С использованием этих соотношений для металлов, а также «небольшой» замены безразмерного комплекса  $a_y/a_{\Pi}$  новым безразмерным комплексом  $(a_y \rho_{0y})/(a_{\Pi} \rho_{0\Pi})$  уравнение (22.15) преобразуется в более простую форму, соответствующую принятому ограничению при выборе материалов ударника и преграды при планировании модельного эксперимента (они должны оставаться металлическими):

$$\frac{l_{\mathrm{KP}}}{l_{\mathrm{0Y}}} = \varphi_1 \left( \frac{\rho_{\mathrm{0\Pi}} W_y^2}{H_{\Pi}^{\mathrm{TT}}}, \frac{H_y^{\mathrm{TI}}}{H_{\Pi}^{\mathrm{TT}}}, \frac{\rho_{\mathrm{0Y}}}{\rho_{\mathrm{0\Pi}}}, C_{\mathrm{FOY}}, \frac{l_{\mathrm{0Y}}}{d_{\mathrm{0Y}}}, \frac{\rho_{\mathrm{0Y}} a_y}{\rho_{\mathrm{0\Pi}} a_{\Pi}} \right).$$
(22.16)

Дальнейшего упрощения уравнения (22.16) можно достичь, если рассматривать металлы ударника и преграды с ударными адиабатами, близкими друг к другу в координатах (p-u), т.е. «давление-массовая скорость». Для таких металлов выполняется приближенное равенство  $\rho_{0y}a_y \approx \rho_{0\Pi}a_{\Pi}$  и поэтому влияние безразмерного комплекса ( $\rho_{0y}a_y$ )/( $\rho_{0\Pi}a_{\Pi}$ )  $\approx 1$  также можно исключить из рассмотрения. При этом (22.16) принимает форму:

$$\frac{l_{\rm KP}}{l_{\rm 0y}} = \varphi_2 \left( \frac{\rho_{\rm 0\Pi} W_y^2}{H_{\Pi}^{\rm TT}}, \frac{H_y^{\rm AI}}{H_{\Pi}^{\rm TT}}, \frac{\rho_{\rm 0y}}{\rho_{\rm 0\Pi}}, C_{\rm FOY}, \frac{l_{\rm 0y}}{d_{\rm 0y}} \right).$$
(22.17)

Возможность дальнейшего упрощения (22.17) и форма новой, более упрощенной зависимости определяются особенностями движения ударника в преграде, которые обусловлены тем, какому диапазону принадлежат значения определяющих безразмерных комплексов.

В общем случае в процессе взаимодействия ударников с преградами при высоких значениях комплекса  $\rho_{0\Pi}W_y^2/H_{\Pi}^{\text{ДT}}$  (высокоскоростное соударение) можно выделить четыре этапа.

На первом этапе взаимодействие происходит в неустановившемся режиме длительностью, которую по порядку можно оценить как  $d_{0y}/a$ , где a — наибольшее из значений коэффициентов ударных адиабаты ударника и преграды, равных приблизительно скорости звука в соот-

ветствующих материалах. На этом этапе скорость движения u поверхности контакта ударника и преграды и давления p на ней определяются ударно-волновым сжатием сред при внезапном соударении двух тел. Численное значение этого давления и массовой скорости u на границе раздела сред находится с помощью (p-u)-диаграмм (рис. 3.1) или с использованием аналитического решения системы уравнений (11.40).

В случае одинаковых сжимаемостей материалов ударника и преграды, т. е. практически выполнения равенства  $(\rho_{0Y}a_Y)/(\rho_{0\Pi}a_{\Pi}) = 1$ , начальная скорость движения поверхности их контакта, очевидно, равна ровно половине скорости соударения:  $u = W_Y/2$ . При этом начальное давление, возникающее на этой контактной поверхности, равно

$$p = \rho_{0\Pi} \left( W_{y}/2 \right) \left( a_{\Pi} + b_{\Pi} W_{y}/2 \right).$$

Второй этап начинается с момента достижения боковой волной разрежения центра пятна контакта ударника и преграды. На этом этапе давление падает до уровня, соответствующего установившемуся течению обеих сред. Этот новый уровень давления существенно ниже давления на первом этапе, но в то же время при высокоскоростном соударении достаточно велик для того, чтобы материал ударника в окрестности пятна контакта с преградой растекался подобно жидкости в радиальных направлениях, вызывая сокращение длины внедряющегося ударника (его «расходование»). Если длительность первого этапа определяется диаметром ударника, то длительность второго этапа — начальной длиной ударника. После «израсходования» ударника начинается третий этап — этап монотонно замедляющегося движения каверны за счет кинетической энергии, запасенной частицами преграды, которые были вовлечены в движение до момента «израсходования» ударника. Формирование каверны завершается на четвертом этапе этапе некоторого упругого или упругопластического уменьшения размеров каверны, происходящего, по-видимому, в форме затухающих колебаний.

В нашем случае безусловно высокоскоростного ударника компактной (рис. 22.1) (близкой к уплощенной) формы процесс деформирования преграды практически не переходит в установившийся, а глубина каверны в значительной мере определяется начальной скоростью поверхности контакта ударника с преградой, которая равна  $W_y/2$  независимо от соотношения твердостей и плотностей материалов ударника и преграды — комплексов  $H_y^{\text{ДT}}/H_{\Pi}^{\text{ДT}}$ ,  $\rho_{0y}/\rho_{0\Pi}$ . Так как при моделировании безусловно должно выполняться геометрическое подобие  $(l_{0y}/d_{0y} = \text{const}, C_{\Gamma O y} = \text{const})$ , то в итоге подбора условий нашего эксперимента с ударником и преградой из металлов с совпадающими ударными адиабатами в (p-u)-координатах мы должны ожидать простейшей функциональной зависимости безразмерной глубины каверны

от условий соударения:

$$\frac{l_{\rm KP}}{l_{\rm 0Y}} = \varphi_3 \left( \frac{\rho_{\rm 0\Pi} W_y^2}{H_{\rm \Pi}^{\rm ДT}} \right). \tag{22.18}$$

Из уравнения (22.18) следуют условия физического подобия процессов образования каверны в натурных условиях (индекс H) при скорости соударения  $W_{\rm YH}$  и в модельном эксперименте (индекс M) со скоростью соударения  $W_{\rm YM}$ :

$$\frac{\rho_{\rm O\Pi H} W_{\rm YH}^2}{H_{\rm \Pi H}^{\rm \Pi T}} = \frac{\rho_{\rm O\Pi M} W_{\rm YM}^2}{H_{\rm \Pi M}^{\rm \Pi T}}; \quad \frac{l_{\rm KPH}}{l_{\rm OHY}} = \frac{l_{\rm KPM}}{l_{\rm OYM}}.$$

Первое выражение позволяет найти значение скорости метания ударника  $W_{\rm YM}$ , достаточно малое для того, чтобы его можно было просто и надежно реализовать в эксперименте, при обязательном условии физического подобия натурного и модельного процессов:

$$W_{\rm YM} = W_{\rm YH} \sqrt{\frac{\rho_{0\Pi \rm H}}{\rho_{0\Pi \rm M}} \cdot \frac{H_{\Pi \rm M}^{\rm ДT}}{H_{\Pi \rm H}^{\rm QT}}}.$$
 (22.19)

Если в эксперименте со скоростью соударения, равной  $W_{\rm YM}$ , в преграде из металла плотностью  $\rho_{0\Pi M}$  и динамической твердостью  $H_{\Pi M}^{{\rm AT}}$ образовался кратер глубиной  $l_{\rm KPM}$ , то эту глубину можно пересчитать на глубину каверны в натурных условиях, которая образуется в преграде плотностью  $\rho_{0\Pi H}$  и динамической твердостью  $H_{\Pi H}^{{\rm AT}}$  при скорости соударения  $W_{\rm YH} \gg W_{\rm YM}$ :

$$l_{\rm KPH} = l_{\rm KPM} \cdot l_{\rm 0YH} / l_{\rm 0YM}. \tag{22.20}$$

Для того чтобы получить приемлемое для реального эксперимента значение  $W_{\rm YM}$ , следует модельную преграду делать из металла с большей плотностью и меньшей динамической твердостью в сравнении натурной преградой.

Пусть в натурных условиях преграда и ударник стальные. Тогда  $\rho_{0\Pi H} = 7,85 \,\mathrm{r/cm^3}, \ H_{\Pi H}^{\mathrm{ДT}} = 2\,000 \,\mathrm{H/mm^2}.$  Если в эксперименте использовать свинцовую преграду, то  $\rho_{0\Pi M} = 11,34 \,\mathrm{r/cm^3}, \ H_{\Pi M}^{\mathrm{ДT}} = 80 \,\mathrm{H/mm^2}.$  Отсюда

$$W_{\rm YM} = 20 \sqrt{\frac{7,85}{11,34} \frac{80}{2000}} = 3,32 \,({\rm km/c})$$

Ознакомление с устройствами нагружения показывает, что наиболее подходящими для реализации в экспериментах такой скорости соударения (и, соответственно, скорости метания) являются легкогазовые пушки, либо трубчатые взрывные газокумулятивные устройства. Из-за очень интенсивных воздействий на метаемые тела в этих устройствах предпочтительным материалом ударника в модельном эксперименте следует считать сталь или железо. Конечно, к результатам такой оценки условий проведения планируемого модельного эксперимента следует относиться осторожно и критически и, прежде всего, по двум причинам. Во-первых, при переходе от начальной функциональной зависимости (22.14) к конечной упрощенной форме (22.18) в результате наших упрощающих допущений могли накопиться ошибки. Следствием этих ошибок могло стать то, что получившаяся единая зависимость (22.18) не станет описывать результаты опытов, проведенных с различным сочетанием характеристик ударников и преград, а также скоростей соударения, варьируемых даже в тех диапазонах, что соответствуют сделанным нами упрощениям.

Второй причиной здравого недоверия к полученной зависимости (22.18) является то, что при написании исходной функциональной зависимости (22.14) предполагалась определенная, «механическая» природа процессов, обуславливающих процесс формирования конечной каверны. При этом полагалось отсутствие таких процессов, как плавление металлов вследствие их сильного разогрева, которое крайне облегчает растекание (расплескивание или даже разбрызгивание) материалов из зоны формирования каверны. Также не учитывалась возможность взрывного расширения испаряющегося вследствие большого нагрева металла ударника и оболочки. Учет влияния этих факторов повлек бы за собой введение в первичную функциональную зависимость, аналогичную (22.14), в дополнение к использованным нами величинам еще и характеристик материалов «тепловой» природы: удельных теплоемкостей, удельных теплот плавления и испарения, температур плавления и кипения, а также параметров зависимости их от давления ИТ.Д.

Для того чтобы убедиться в правомерности использования зависимости относительной глубины каверны только от одного безразмерного комплекса  $\rho_{0\Pi}W_y^2/H_{\Pi}^{AT}$ , необходимо провести эксперименты хотя бы при сравнительно «небольших» скоростях соударения при различных сочетаниях преград, ударников и скоростей соударения. Под термином «небольшие» скорости соударения тут понимаются условия, при которых в результате ударно-волнового сжатия и последующих деформаций материалов ударника и преграды не происходит сильно проявляющихся процессов плавления, испарения и взрывного расширения металлов.

Точки, отображающие результаты таких проверочных или пробных экспериментов на плоскости с координатами  $l_{\rm KP}/l_{0\rm y} - \rho_{0\Pi} W_{\rm y}^2/H_{\Pi}^{\Lambda T}$ при значительном диапазоне варьирования определяющего безразмерного комплекса, ложатся на единую универсальную кривую (рис. 22.3). Заметим, что «последняя» точка, принадлежащая этой универсальной зависимости, имеет координату, значение которой близко к  $\rho_{0\Pi} W_{\rm y}^2/H_{\Pi}^{\Lambda T} = 5\,000$  (рис. 22.3, *в*). Она получена при скорости соударения стального шара и свинцовой преграды  $W_{\rm y} = 10.5$  км/с. Это значение превышает интервал скоростей соударения 2...6 км/с, при которых металл преграды после разрежения, сменяющего ударно-вол-



Рис. 22.3. Зависимость конечной глубины каверны от скорости встречи тел: *a* — при ударе шаром из такого же металла, что и преграда(из мягкой стали, из меди, из алюминия, из свинца); *б* — при ударе по свинцовой преграде шаром из железа (1) и из меди (2), *3* — воспроизведение зависимости рис. 22.3, *a*; *в* — при ударе по свинцовой преграде железным шаром (штриховая линия воспроизводит зависимость рис. 22.3, *б*)

новое сжатие, оказывается нагретым до температуры, близкой к его температуре плавления, которое должно было бы вызывать выброс из каверны некоторого объема преграды и увеличивать глубину каверны.

Однако единая зависимость для конечной глубины каверны «не чувствует» этого явления. При тщательном экспериментально-теоретическом анализе процесса взаимодействия ударника и преграды с привлечением результатов импульсного рентгенографирования в процессе образования каверны этот эффект находит объяснение, описание которого не входит в наши задачи.

Здесь при рассмотрении данных, приведенных на рис. 22.3, уместно сделать лишь следующие выводы. Зависимость значения отношения  $l_{\rm KP}/l_{0y}$  от единственного безразмерного комплекса  $\rho_{0\Pi}W_y^2/H_{\Pi}^{\Lambda T}$  формально позволяет прогнозировать условия моделирования образования каверны при заданной скорости соударения  $W_y \approx 20$  км/с. Если в результате будущего натурного эксперимента с  $W_y = 20$  км/с обнаружится, что глубина каверны не отличается от значения, полученного с помощью модельного эксперимента и зависимостей (22.19), (22.20), то из этого еще не следует делать вывод об отсутствии при образовании каверны процессов плавления и испарения материала преграды. Но расхождение значений глубин каверн, полученных в модельном эксперименте и в выполненном в будущем натурном опыте, будет явно свидетельствовать о сильном влиянии на процесс механизмов, имеющих «тепловую» природу, никак не отраженную в функциональной зависимости (22.14).

### Список литературы к главе 6

- Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях / Под ред. Н.А. Златина и Г.И. Мишина. — М.: Наука, 1974.
- 2. *Кунце Х.-М.* Методы физических измерений / Пер. с нем. М.: Мир, 1989.
- 3. *Кутателадзе С.С.* Анализ подобия и физические модели. Новосибирск: Наука, 1986.
- 4. Шенк Х. Теория инженерного эксперимента / Пер. с англ. Коваленко Е.Г. Под ред. Н.П. Бусленко. М.: Мир, 1972.

## Приложение

# Элементы статистических методов обработки и анализа результатов экспериментов

Конечная цель газодинамического эксперимента обычно связана с проверкой гипотез, опирающихся на измерения физических величин. Многочисленные опыты показывают, что имея дело с одной и той же физической величиной, например, диаметром цилиндрической шашки BB, но производя его повторные наблюдения с использованием одного и того же измерительного устройства, мы практически всегда получаем неповторяющиеся его значения x. Возможная, но очень малая частота повторения некоторого значения x еще более уменьшится, если применить прибор с меньшей ценой деления.

Данное обстоятельство при решении задач инженерного характера часто рассматривают, руководствуясь простейшим представлением. Считают, что измеряемая физическая величина имеет истинное значение «a», но результат каждого ее наблюдения «x» отклоняется (отличается) от этого истинного значения по причине влияния на наблюдения неконтролируемых и каким-то образом изменяющихся факторов. Это отклонение (a - x) называют ошибкой или погрешностью наблюдения. В результате неизбежного появления погрешностей наблюдений мы, после использования аппарата математической статистики, можем указать лишь интервал значений, внутри которого с наперед заданной вероятностью может находиться истинное значение «a», или наоборот, указать вероятность, с которой истинное значение измеряемой величины лежит в наперед заданном интервале значений.

В соответствии с этим представлением разработаны стандартизованные (по возможности) методы обработки результатов наблюдений, включающие способы представления результатов измерений и способы построения логических заключений относительно измеряемых величин и при сравнении измеряемых величин между собой. Основы правил выполнения этих процедур приведены в этой части книги.

Ошибки наблюдений, или ошибки однократных измерений принято разделять на три группы: систематические, случайные и грубые.

К систематическим ошибкам относят те, что, как правило, сохраняют свою величину при повторных наблюдениях. К типичным систематическим ошибкам можно отнести, в первую очередь, отклонения (a - x), обусловленные несовершенством используемых измерительных приборов (в частности, их неисправностью), неправильным снятием показаний приборов экспериментатором, влиянием постоянно действующих, но не учтенных факторов (например, повышенной влажности и низкой температуры при измерениях давлений взрывных волн на открытых взрывных площадках). Можно считать, что систематические ошибки связаны обычно с неправильным проведением как эксперимента, так и измерений.

Случайные ошибки также имеют вполне определенные истоки. Считается, что факторы, приводящие к случайным ошибкам, часто очень многочисленны и не являются постоянными, они не могут производить однократного, но сильного действия и взаимодействуют между собой так, что разброс значений, который появляется при наблюдениях, зависит уже от «воли случая», т.е. становится принципиально невозможным предсказание величины ошибки одного наблюдения.

Существование случайных ошибок вынуждает экспериментатора повторять наблюдения (конечно, до разумного предела), а полученную совокупность результатов подвергать обработке с помощью методов математической статистики. Последнее делает необходимым ознакомление с основами теории случайных величин, что будет сделано несколько позже.

Грубая ошибка вызывается резким нарушением условий эксперимента в ходе выполнения серии наблюдений. Например, если в ходе длительной серии опытов произошло аварийное отключение электропитания системы измерения, и очередное наблюдение выполнено после восстановления питания измерительной системы, но без достаточной выдержки, необходимой для выхода регистрирующей аппаратуры на штатный режим работы, и без повторной ее подстройки, то это может стать причиной появления грубого ошибочного результата.

Наконец, ошибка может быть результатом грубого просчета экспериментатора, когда он, например, принял сигнал от помехи за исследуемый сигнал, подлежащий регистрации. Наблюдение с грубой ошибкой обычно появляется не более одного-двух раз в серии опытов, и его результат «достаточно резко» и «подозрительно» отличается от прочих замеров.

Грубые ошибки стремятся исключать из результатов наблюдений, чтобы можно было делать более определенные и категоричные выводы по результатам измерения. Но такое исключение должно быть достаточно обосновано в отношении того, что отбрасываемый результат не является «естественным» проявлением только случайных ошибок, органично присущих используемой системе измерений и условиям измерений. Алгоритм обоснования отбрасывания результатов наблюдений как грубо ошибочных связан со свойствами случайных ошибок и случайных величин. Это обстоятельство также приводит к необходимости ознакомления со свойствами случайных величин, изучаемых в теории вероятностей.

#### § 23. Элементарные понятия и определения теорий вероятностей

**23.1.** Функция распределения случайной величины. Рассмотрим результаты наблюдений случайной величины, причем для простоты рассуждений — в случае непрерывного распределения ее значений. Будем наблюдать одну и ту же такую физическую величину n раз. Область полученных в результате n наблюдений значений величины разделим на некоторое количество интервалов k (классов)

одинаковой ширины  $\Delta x$  и определим количества  $n_i$  наблюдений, при которых значения x попали в каждый из интервалов  $x_i \pm \Delta x/2$ . Такое распределение результатов наблюдений для наглядности можно изобразить так называемой гистограммой (рис. 23.1).

Значение количества результатов наблюдений, попавших в класс  $x_i$ , называют частотой, обозначенной нами  $n_i$ . Для описания серий наблюдений удобно вместо абсолютных значений  $n_i$  ввести относительные частоты  $h_i = n_i/n$ . Для относительных частот выполняется равен-

ство  $\sum_{i=1}^{n} h_i = 1.$ 



Рис. 23.1. Гистограмма для серии наблюдений, значения результатов которых разделены на k классов (на рисунке k = 9)

В теории ошибок вводится основополагающее предположение, которое, строго говоря, нельзя проверить экспериментально. Оно заключается в том, что при увеличении числа наблюдений n распределение относительных частот  $h_i$  стремится к теоретическому распределению вероятностей, которое характеризует результат бесконечного числа наблюдений. Предельное значение  $h_i = n_i/n$  при  $n \to \infty$  по определению является вероятностью **Р**  $(x_i)$  того, что при одном наблюдении появляется результат, попадающий в интервал i:

$$\mathsf{P}(x_i) = \lim_{n \to \infty} \left(\frac{n_i}{n}\right); \quad \sum_{i=1}^n \mathsf{P}(x_i) = 1.$$

При  $\Delta x \to 0$  теоретическое распределение вероятностей переходит в гладкую кривую. Вероятность попадания результата одного наблюдения в интервал  $\Delta x \to 0$  можно представить как f(x) dx, где f(x) - функция, называемая плотностью распределения. Вероятность P попадания результата одного наблюдения в интервал [x1, x2] равна

$$\mathsf{P}(x_1 \le x \le x_2) = \int_{x_1}^{x_2} f(x) \, dx.$$
(23.1)

При этом выполняется условие (условие нормировки):

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \, dx = 1.$$

Функция F(x), значение которой равно вероятности того, что результат одного наблюдения попал в область от  $-\infty$  до x, называется функцией распределения:

$$F(x) = \int_{-\infty}^{x} f(x) dx.$$
 (23.2)

В дальнейшем случайную величину мы будем обозначать, как  $\xi$ , в отличие от обозначения результата ее наблюдения x. Тогда для F(x) можно записать:

$$F(x) = \mathbf{P}(-\infty < \xi < x) = \mathbf{P}(\xi < x).$$
(23.3)

Если случайная величина непрерывная (имеет непрерывное распределение), то не имеет значения — является ли правый знак неравенства строгим или нестрогим (≤). Непрерывная случайная величина, характеризуемая непрерывной функцией распределения, каждое свое значение принимает с нулевой вероятностью. Поэтому для нее строгие и не строгие знаки неравенства можно не различать. Результаты наблюдений в большинстве экспериментов дают непрерывные случайные величины. Поэтому мы и ограничиваемся рассмотрением таких величин.

Как всякая вероятность, функция распределения удовлетворяет неравенству  $0 \leqslant F(x) \leqslant 1$ .

Знание функции распределения F(x) позволяет найти вероятность того, что случайная величина  $\xi$  примет при одном наблюдении значение x, принадлежащее интервалу  $[x_1, x_2]$ , т.е. **Р**  $(x_1 \leq \xi \leq x_2)$ :

$$\mathsf{P}(x_1 \leqslant \xi \leqslant x_2) = F(x_2) - F(x_1) = \int_{-\infty}^{x_2} f(x) \, dx - \int_{-\infty}^{x_1} f(x) \, dx. \quad (23.4)$$

Вероятность того, что случайная величина  $\xi$  при одном наблюдении примет значение большее, чем x, т.е. **Р** ( $\xi \ge x$ ), находится как

$$\mathsf{P}(\xi \ge x) = 1 - \mathsf{P}(\xi < x) = 1 - F(x).$$

Функция распределения F(x) (а, в соответствии с (23.2) и плотность распределения f(x)) содержит в сжатой форме всю информацию, которую можно получить из опыта о случайной величине и кото-

рая необходима для решения различных прикладных задач. Объекты и процессы, встречающиеся в естественно-научных и технических исследованиях, описываются с использованием функций распределения различного вида (например, распределения Пуассона, Лоренца (оно же распределение Коши), Бозэ-Эйнштейна и т.д.). Но для этих различных распределений существуют общие, в том смысле, что определяются единым образом, числовые характеристики, достаточно полно и «статистически наглядно» описывающие особенности функций распределения и самой случайной величины. Экспериментаторы, как правило, достаточно часто ограничиваются такими наиболее употребительными числовыми характеристиками случайной величины, как математическое ожидание и дисперсия.

**23.2.** Математическое ожидание, дисперсия и среднеквадратичное отклонение случайной величины. Математическое ожидание случайной величины  $M\xi$ , называемое так же и «истинным значением» величины, наблюдаемой в серии опытов, в случае ее непрерывного распределения определяется как

$$\mathsf{M}\xi = a = \int_{-\infty}^{+\infty} xf(x) \, dx.$$

Дисперсия случайной величины  $D\xi$  является математическим ожиданием квадрата отклонения значений этой величины от ее математического ожидания (квадрата ошибки наблюдения):

$$\mathsf{D}\xi = \mathsf{M}\left(x - \mathsf{M}\xi\right)^2$$

Для непрерывной величины дисперсия находится через интеграл

$$\mathsf{D}\xi = \int_{-\infty}^{\infty} \left(x - \mathsf{M}\xi\right)^2 f(x) \, dx.$$

Дисперсию также обозначают, как

$$\mathsf{D}\xi = \sigma^2.$$

При этом корень квадратный из дисперсии  $\sigma$  называют среднеквадратичным отклонением (СКО) распределения.

Отметим интересное и практически очень важное при выполнении вычислительных процедур соотношение между дисперсией (квадратом СКО) и математическим ожиданием, справедливое для всех распределений,

$$\mathsf{D}\xi = \sigma^2 = \mathsf{M}\xi^2 - (\mathsf{M}\xi)^2 \,.$$

Среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  введено в рассмотрение для того, чтобы иметь меру рассеяния, измеряемую в тех же «неквадратных» единицах, что и математическое ожидание, т.е. иметь меру рассеяния, сопоставимую с истинной величиной.

22 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов



Рис. 23.2. Функции распределения четырех различных случайных величин

На рис. 23.2 показаны функции распределения для трех случайных величин. Этот рисунок наглядно показывает, что в первом приближении случайную величину можно характеризовать двумя числами: математическим ожиданием (истинной величиной) и дисперсией или СКО. Если СКО двух случайных величин не совпадают, то это — две различные случайные величины, несмотря на совпадение математических ожиданий.

Если значения x являются результатами наблюдений измеряемой величины, то уменьшение СКО соответствует «сужению» кривой распределения F(x) и уменьшению разброса значений наблюдений, появляющихся при измерении величины.

При обработке результатов наблюдений и описании получаемого итога этой процедуры, называемого результатом измерения величины, в подавляющем числе исследований предпочитают использовать или стремятся использовать нормальный закон распределения.

**23.3. Нормальный закон распределения случайной величины.** Функция распределения случайной величины, распределенной по нормальному закону, имеет вид:

$$F(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{x} e^{-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}} dx.$$
 (23.5)

Соответственно, плотность распределения для нормального закона распределения:  $1 (x-a)^2$ 

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}}.$$
 (23.6)

При этом СКО  $\sigma$  называют уже стандартом.

Нормальный закон распределения наиболее часто применяют при обработке результатов наблюдений и при анализе экспериментально полученных данных. Предпочтение нормальному закону распределения отдают по двум причинам.

Первая причина заключается в том, что в большинстве реальных экспериментов наблюдения величин дают значения, имеющие нормаль-

ное распределение или близкое к нему. Объяснение этому связано с теоремой Ляпунова, согласно которой, «если случайная величина  $\xi$  является суммой очень большого числа взаимно независимых случайных величин  $\xi_1, \ldots, \xi_M$ , влияние каждой из которых на всю сумму ничтожно мало, то величина  $\xi$  имеет распределение, близкое к нормальному».

Вторая причина связана с тем, что нормальное распределение является наиболее изученным из известных распределений, и поэтому им достаточно удобно пользоваться. Его стремятся использовать даже в тех случаях, когда изучаемая величина не имеет нормального распределения. При этом возможны два вида такого использования.

Первый вид заключается в переходе от величины  $\xi$ , которую нельзя детально описать нормальным законом распределения, к новой преобразованной величине  $\eta$ , которая является функцией  $\xi$ :  $\eta = \eta(\xi)$ . Функцию  $\eta(\xi)$  подбирают такой, что бы новую величину  $\eta$  можно было описать нормальным законом распределения.

Другой вид используется тогда, когда для принятия правильного в практическом отношении решения достаточно рассматривать анализируемые явления, объекты, процессы приближенно, без точного исчисления вероятности. Так, при сравнении двух вариантов чего-либо на практике часто бывает достаточно просто отказаться от простейшего и неправильного представления о анализируемых величинах, как о жестко детерминированных (константах), и считать их случайными, даже приписав им умышленно (заведомо, с искажениями реальности) свойства величин с нормальными законами распределения.

Если для случайной величины с нормальным законом распределения известны значения математического ожидания a и стандарта  $\sigma$ , то используя подстановку (23.6) в (23.4) и процедуру численного интегрирования, можно получить решение задачи о нахождении вероятности того, что эта величина примет значение, лежащее между  $x_1$  и  $x_2$ :

$$\mathsf{P}(x_1 \leqslant \xi \leqslant x_2) = \int_{-\infty}^{x_2} f(x) \, dx - \int_{-\infty}^{x_1} f(x) \, dx = \int_{x_1}^{x_2} \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-a)^2}{2\sigma^2}} dx.$$
(23.7)

Но подобные задачи можно решать, не прибегая при каждом варианте заданных значений a,  $\sigma$ ,  $x_1$ ,  $x_2$  к численному интегрированию, а пользуясь табличными значениями интегралов для нормированных случайных величин.

Нормировкой случайной величины  $\xi$  называется ее преобразование в случайную величину  $\xi_0$  по формуле

$$\xi_0 = \frac{\xi - a}{\sigma}.$$

22\*

Нормированная случайная величина характеризуется уже математическим ожиданием, равным нулю:

$$\mathsf{M}\xi_0 = \mathsf{M}\left(\frac{\xi - a}{\sigma}\right) = a_0 = 0,$$

и дисперсией, которая равна, как и СКО, единице:

$$\mathsf{D}\xi_0 = \sigma_0^2 = 1.$$

Если ненормированная случайная величина  $\xi$  имеет нормальное распределение, то нормированная случайная величина  $\xi_0$  с математическим ожиданием, равным нулю:  $M\xi_0 = 0$ , и СКО, равным единице:  $\sigma = 1$ , имеет нормальное распределение, которое называется уже стандартным.

Значения, которые может принимать нормированная случайная величина  $\xi_0$ , мы будем обозначать u в отличие от значений x ненормированной случайной величины  $\xi$ :

$$u = \frac{x - a}{\sigma}.$$

Функция распределения нормированной случайной величины с нормальным распределением имеет вид

$$F_0(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{u} e^{-\frac{u^2}{2}} du,$$
 (23.8)

а плотность распределения

$$f_0(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{u^2}{2}}.$$
(23.9)

Если нижний предел интегрирования брать равным не *−*∞, а нулю, то получим функцию Лапласа:

$$\Phi\left(u\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{0}^{u} e^{-\frac{u^2}{2}} du$$

Графики функций (23.8) и (23.9) приведены на рис. 23.3. Функция Лапласа и функция распределения нормированной случайной величины, распределенной по нормальному закону, связаны соотношением:

$$\Phi(u) = F_0(u) - \frac{1}{2}.$$
(23.10)

На рис. 23.3 приведен график функции Лапласа пр<br/>и $u \geqslant 0.$  Функция Лапласа нечетная, т. е.:

$$\Phi\left(-u\right) = -\Phi\left(u\right). \tag{23.11}$$



Рис. 23.3. Графики функции распределении  $F_0(u)$  и плотности распределения  $f_0(u)$  для нормированной случайной величины и график функции Лапласа  $\Phi(u) = F_0(u) - 0.5$  при u > 0

Функции распределения некоторой случайной величины и случайной величины, полученной ее нормированием, таковы, что:

$$\mathsf{P}(x_1 \leqslant \xi \leqslant x_2) = \mathsf{P}\left(\frac{x_1 - a}{\sigma} < \xi_0 < \frac{x_2 - a}{\sigma}\right).$$
(23.12)

Из последнего соотношения вытекает основная формула для нахождения вероятности попадания случайной величины  $\xi$  в любой заданный интервал ( $x_1$ ,  $x_2$ ):

$$\mathbf{P}(x_1 \le \xi \le x_2) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{u_1}^{u_2} e^{-\frac{u^2}{2}} du; \qquad (23.13)$$
$$u_1 = (x_1 - a) /\sigma; \quad u_2 = (x_2 - a) /\sigma.$$

Эту же вероятность можно найти, используя табличные значения функции Лапласа:

$$\mathsf{P}\left(x_{1} \leqslant \xi \leqslant x_{2}\right) = \Phi\left(x_{2}\right) - \Phi\left(x_{1}\right) = \Phi\left(\frac{x_{2} - a}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{x_{1} - a}{\sigma}\right).$$
(23.14)

**23.4. Квантили. Квантили нормального распределения.** Нормальное распределение полностью определяется значениями математического ожидания a и дисперсии  $\sigma^2$ . Если относительно вновь исследуемой и описываемой величины имеются сомнения в нормальности ее распределения, то прибегают в дополнение к рассмотренным параметрам распределения a и  $\sigma^2$  (или, точнее говоря, в дополнение к оценкам параметров распределения a и  $\sigma^2$ ) к нахождению других, дополнительных числовых характеристик распределения. К таким до-

полнительным числовым характеристикам случайной величины относятся, например, моменты и квантили. Достаточно часто для оценки правомерности описания вновь исследуемой случайной величины, как величины с нормальным распределением, прибегают к сравнению некоторых специальных числовых характеристик совокупности элементов «случайно наблюдаемых» значений этой величины с квантилями нормально распределенной случайной величины.

Квантилью распределения случайной величины с функцией распределения F(x) называется решение уравнения

$$F(\xi_P) = P.$$

Квантиль  $\xi_P$  является таким значением случайной величины  $\xi$ , что **Р** ( $\xi < \xi_P$ ) = *P*. Квантили нормального распределения нормированной случайной величины обозначают  $u_P$ , и они являются решением уравнения для стандартного распределения:

$$F_0\left(u_P\right) = P,$$

где Р — задаваемое значение вероятности.

Значения квантилей  $u_P$  обычно удобнее находить, используя не функцию распределения  $F_0(u)$ , а значения функции Лапласа  $\Phi(u)$ . Выражения для вычисления квантилей при этом получают с учетом свойства нечетности функции  $\Phi(u)$  (23.11) и ее связи с функцией распределения (23.10).

Если заданная вероятность P > 0,5, то:  $u_P = u$ , где u — корень уравнения  $\Phi(u) = P - 0,5$ . Если P < 0,5 то:  $u_P = -u$ , где u — решение уравнения  $\Phi(u) = 0,5 - P$ . На рис. 23.4 показаны квантили стандартного распределения  $u_P$  для различных значений P.

Квантиль  $v_P$  нормального распределения не нормированной случайной величины с параметрами a и  $\sigma$  выражается через квантиль  $u_P$ стандартного распределения:

$$\nu_P = a + \sigma \cdot u_P. \tag{23.15}$$

Воспользовавшись основной формулой (23.12), можно получить очень важное и часто используемое в практических приложениях теории ошибок выражение для решения задачи об абсолютном отклонении. Задача об абсолютном отклонении сводится к нахождению вероятности того, что абсолютное значение отклонения случайной величины от ее математического ожидания  $\Delta \xi = |\xi - a|$  не превзойдет некоторого заданного малого значения  $\varepsilon > 0$ :

$$\mathsf{P}\left(\Delta\xi < \varepsilon\right) = \mathsf{P}\left(|\xi - a| < \varepsilon\right) = 2\Phi\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\right).$$
(23.16)

Из (23.16) следует, что верхнее значение абсолютного отклонения случайной величины от ее математического ожидания  $|\xi - a|$ , которое



Рис. 23.4. Квантили стандартного распределения

не может быть превышено при заданном значении вероятности P, равно

$$\varepsilon = \sigma \cdot u_{\frac{1+P}{2}},\tag{23.17}$$

где  $u_{\frac{1+P}{2}}$  — квантиль, значение которой находится как решение уравнения

$$\Phi\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\right) = \frac{P}{2}.$$

Для того чтобы выяснить, почему в качестве нижнего правого индекса при обозначении квантили принято ставить значения величины (1 + P)/2, можно обратиться к рис. 23.5. На этом рисунке показана связь между верхней границей  $\varepsilon$  абсолютного отклонения  $|\xi - a|$ , квантили  $\nu_{1+P}$  еще не нормированной случайной величины и вероятности P попадания значения этой случайной величины в интервал

Рис. 23.5. График плотности распределения ненормированной случайной величины с нормальным распределением и верхняя граница  $\varepsilon$  абсолютного отклонения  $|\xi - a|$  с вероятностью P



шириной  $2\varepsilon$ . Эта вероятность P графически отображается заштрихованной частью площади под кривой плотности распределения. Квантили ненормированной случайной величины  $\nu_{1+P}$  и  $\nu_{1-P}$ , а именно,

$$u_{\underline{1+P}} = a + \varepsilon \cdot u_{\underline{1+P}}$$
 is  $v_{\underline{1-P}} = a - \varepsilon \cdot u_{\underline{1-P}}$ 

отображаются точками, удаленными на одинаковые расстояния от точки с координатой x = a. Вертикальные прямые, проходящие через граничные точки с абсциссами  $\nu_{\frac{1+P}{2}}$  и  $\nu_{\frac{1-P}{2}}$ , отсекают часть площади под кривой плотности распределения, равную заданной вероятности P. Площадь под кривой плотности распределения, оставшаяся не заштрихованной, равна (1 - P). Обратив внимание на симметричность графика плотности распределения, можно заметить, что вероятность принятия случайной величиной значения, изображаемого точкой на оси x, которая лежит слева от светлого квадратика, равна

$$1 - \frac{1 - P}{2} = \frac{1 + P}{2}.$$

Это выражение и принято в качестве индекса при обозначении квантили, соответствующей вероятности *P*.

Значение квантили можно вычислять так, как это было показано ранее, но часто бывает удобнее находить ее значение по специальным таблицам, например, таким, как табл. 23.1. На рис. 23.5 также нетрудно заметить, что вероятность принятия случайной величиной значения, изображаемого точкой на оси, лежащей слева от черного квадратика, равна (1 - P)/2.

Для некоторых значений  $\varepsilon$ , выраженных в долях  $\sigma$ , соответствующие значения вероятностей P или значений  $2\Phi(\varepsilon/\sigma)$  полезно запомнить, чтобы можно было «мгновенно» оценивать некоторые результаты измерений:

$$\mathsf{P} \left( \Delta \xi < \varepsilon = 1\sigma \right) = 2 \Phi \left( 1 \right) = 0,6826 \approx \frac{2}{3};$$

$$\mathsf{P} \left( \Delta \xi < \varepsilon = 2\sigma \right) = 2 \Phi \left( 2 \right) = 0,9544 \approx 0,95;$$

$$\mathsf{P} \left( \Delta \xi < \varepsilon = 3\sigma \right) = 2 \Phi \left( 3 \right) = 0,9973 \approx 1.$$

Последнее соотношение дает основание считать, что отклонения большие, чем утроенный стандарт, практически невозможны.

Из выражения (23.16) также следует формула:

$$\mathsf{P}\left(a-\varepsilon < \xi < a+\varepsilon\right) = 2\,\Phi\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\right),$$

которая позволяет находить вероятность того, что случайная величина при однократном наблюдении примет значения, лежащие внутри интервала  $(a - \varepsilon; a + \varepsilon)$ .

Выражение (23.16) также можно преобразовать к виду, позволяющему по известному результату одного наблюдения случайной величи-

Р	$\alpha = 1 - P$	$\frac{1+P}{2} = 1 - \frac{\alpha}{2}$	$u_{\frac{1+P}{2}} = u_{1-\frac{\alpha}{2}}$
0,20	0,80	0,60	0,25
0,50	0,50	0,75	0,67
0,60	0,40	0,8	0,84
0,70	0,30	0,85	1,04
0,75	0,25	0,875	1,15
0,80	0,20	0,9	1,28
0,85	0,15	0,925	1,44
0,90	0,10	0,950	1,64
0,95	0,05	0,975	1,96
0,96	0,04	0,980	2,05
0,98	0,02	0,990	2,33
0,99	0,01	0,995	2,58
0,995	0,005	0,9975	2,81
0,998	0,002	0,999	3,09
0,999	0,001	0,9995	3,29
0,9999	0,0001	0,99995	3,89

Таблица 23.1. Значение некоторых квантилей нормального распределения

*Примечание*:  $\alpha$ -уровень значимости ( $\alpha = 1 - P$ ).

ны  $x_i$  найти вероятность того, что параметр нормального распределения случайной величины — ее математическое ожидание a — лежит в интервале между ( $x_i - \varepsilon$ ) и ( $x_i + \varepsilon$ ), т.е. найти вероятность выполнения соотношения ( $x_i - \varepsilon < a < x_i + \varepsilon$ ). Эта вероятность находится с помощью формулы:

$$\mathsf{P}\left(x_{i} - \varepsilon < a < x_{i} + \varepsilon\right) = 2\Phi\left(\frac{\varepsilon}{\sigma}\right).$$
(23.18)

**23.5. Доверительный интервал, доверительная вероятность** и уровень значимости. Статистическая оценка возможных значений параметра распределения случайной величины a, имеющая вид интервала, который «накрывает» с «достаточно высокой» вероятностью неизвестное значение a, называется доверительным интервалом. Границы этого интервала называются доверительными границами или доверительными пределами. «Достаточно высокие» значения вероятности P = 0.9; P = 0.95; P = 0.99, используемые для расчета границ доверительного интервала (и обязательно указываемые рядом со значениями этих границ), называются уровнями доверия или доверительными как (а также коэффициентами доверия).

Наряду с доверительной вероятностью для установления границ доверительного интервала используют так называемые уровни значимости:  $\alpha = 1 - P$ . Смысловое значение термина «уровень значимости» события связано с тем, что мы обращаем внимание и считаем значимыми только те события, что происходят несмотря на то, что вероятность их появления очень мала.

Действительно, мы не обращаем внимание на то событие, что заключается в равенстве средней температуры в июле месяце  $25 \,^{\circ}$ С, считая его незначительным или незначимым. Но мы, безусловно, обратим внимание на те годы, в которые средняя температура в июле месяце достигает или даже превышает  $35 \,^{\circ}$ С, считая появление такой температуры значимым событием и обусловленным тем, что на фоне остальных сравнительно стабильных факторов, влияющих на среднюю температуру в июле месяце, появились какие-то новые, сильнодействующие факторы. Возможно также, что ранее действующие факторы резко изменили свое влияние.

В заключение кратчайшего ознакомления со случайными величинами в том объеме, который необходим для изложения правил обработки результатов наблюдений и представления результата измерения, а также для получения заключений при сопоставлении экспериментально определяемых величин, рассмотрим несколько примеров. Эти примеры показывают необходимость знания, по крайней мере, двух числовых характеристик — параметров случайной величины: a и  $\sigma$ , a следовательно, и необходимость нахождения их значения в результате экспериментов или просто измерений.

# 23.6. Примеры применения знания параметров случайной величины.

**Пример 1.** Специальной достаточно дорогостоящей камерой осуществляется высокоскоростная регистрация разлета реагирующих продуктов взрывного превращения некоторого заряда. Обстановка на взрывной площадке такова, что камера не может быть установлена на расстоянии большем, чем R от исследуемого заряда. На этом расстоянии взрывная волна характеризуется амплитудой давления на фронте:  $a_p = 0,1$  МПа, стандарт  $\sigma_p = 0,02$  МПа. Взрывная волна с давлением на фронте 0,12 МПа и более вызывает повреждение съемочной камеры. Необходимо подготовить информацию для принятия решения о проведении эксперимента с камерой без противоударной защиты от действия взрывной волны, установленной на расстоянии R от наблюдаемого объекта.

Элементом информации, необходимым для обоснованного принятия решения, является значение вероятности того, что давление на фронте взрывной волны p в месте установки камеры превысит значение, равное 0,12 МПа. Найдем эту вероятность:

$$\mathsf{P}(0,12$$

Вероятность того, что съемочная камера будет повреждена, равна 0,16 (или 16%), а вероятность того, что не повреждена — (1 - 0,16) = 0,84. Это значение (0,84) представляется недостаточно высоким для того, чтобы рисковать потерей дорогого оборудования. В технике обычно на подобный риск идут, если вероятность сохранения оборудования составляет 0,95...0,99. Но в некоторых случаях принимают решение действовать, даже если вероятность благоприятного исхода не очень высокая, например 0,85...0,8. Принятие решения требует учета различных факторов, а не просто знания вероятности какого-то одного события, и уже не является предметом нашего обсуждения (мы только подготавливаем часть объективной информации, которая необходима для принятия обоснованного решения).

**Пример 2.** В предыдущих исследованиях для базового, эталонного состава заряда ВВ были получены характеристики динамики разложения, инициируемого стандартным ударником со скоростью в диапазоне 395... 405 м/с. Для проверки успешности улучшения этих характеристик путем изменения состава заряда необходимо провести хотя бы один эксперимент, при котором ударник будем иметь скорость в этом же диапазоне. В распоряжении экспериментатора имеется устройство метания ударника с характеристиками при выбранной и фиксированной массе метательного заряда: номинальная скорость — 400 м/с, СКО — 8 м/с (распределение нормальное). Требуется подготовить информацию для принятия решения о проведении эксперимента с этим устройством метания или о модернизации устройства с целью улучшения стабильности его действия.

Необходимым условием для сопоставления характеристик двух составов является эквивалентность внешних воздействий на них. Следовательно, при однократном испытании нового состава скорость ударника должна иметь значение, укладывающееся в интервал значений скорости при которых испытывался базовой состав.

Скорость ударника является случайной величиной, которую обозначим W. Вероятность того, что при однократном испытании нового состава будет реализовано значение скорости соударения, укладывающееся в интервал 395...405 м/с, определяется соотношением:

$$\mathsf{P}(395 < W < 405) = \Phi\left(\frac{405 - 400}{8}\right) - \Phi\left(\frac{395 - 400}{8}\right) = \\ = \Phi\left(0,625\right) - \Phi\left(-0,625\right) = 2 \cdot 0,234 = 0,468 \approx 0,5.$$

В случае применения устройства метания ударника с  $\sigma_W = 8$  м/с условия попадания и непопадания значения скорости ударника в заданный интервал практически равновероятны. Такое обстоятельство недопустимо, если в каждом опыте не измеряется скорость ударника. Если скорость соударения в эксперименте была измерена, то при некоторых соотношениях результатов измерения скоростей ударников и наблюдений ответной реакции сравниваемых составов может остаться ограниченная возможность получения заключения по результатам испытаний.

Пример 3. Эксперименты с регистрацией ответной реакции заряда ВВ в оболочке на воздействие ударника проводятся по схеме, показанной на рис. 23.6. Ответная реакция регистрируется с помощью углеродистого пьезорезистивного датчика давления, электрическая схема подключения которого к осциллографу непрерывно питается от источника постоянного тока в форме динамики давления внутри заряда. Развертка осциллографа запускается внешним управляющим синхроимпульсом. Появление этого импульса определенным образом, с помощью использования электронных устройств, задерживается относительно момента инициирования взрывного процесса в метательном заряде ствольного взрывного ускорителя ударника на время т. Используемые электронные устройства обеспечивают достижение наперед задаваемой задержки au со столь малым разбросом, что она может рассматриваться как наперед задаваемая экспериментатором константа. Удар по оболочке происходит с задержкой t относительно момента возбуждения взрывного процесса в метательном заряде. Эта задержка t распределена по нормальному закону с математическим ожиданием  $a_t$  и СКО  $\sigma_t$ . Особенности динамики давления, подлежащей регистрации, и конструкции корпуса заряда ВВ таковы, что необходимо использовать режим записи сигнала, при котором запуск развертки осциллографа должен происходить не ранее момента времени «соприкосновения»



Рис. 23.6. Схема эксперимента: ГУИ — генератор управляющего импульса; УИ — управляющий импульс; ГИИ — генератор инициирующего импульса; ИИВП — импульс инициирования взрывного процесса; СВУ — ствольный взрывной ускоритель; У — ударник; ВВ — заряд ВВ в оболочке; ДД датчик давления; ИПИП — измерительный преобразователь с непрерывно действующим источником питания; ОСЦ — осциллограф; БЛЗ — блок генерации импульсов с линией задержки; ИЗРО — импульс запуска развертки осциллографа ударника с оболочкой заряда BB, но не позже  $\beta$  микросекунд после этого момента ( $\beta = 2$  мкс).

При разработке эксперимента необходимо ответить на следующий вопрос: какому значению характеристики разброса задержки удара  $\sigma_t$  должно удовлетворять нагружающее устройство со ствольным взрывным ускорителем ударника, чтобы вероятность успешной регистрации ответной реакции при проведении одного «выстрела» была не хуже 0,95 (95%), если электронная аппаратура будет настроена для реализации задержки запуска развертки осциллографа, равной  $\tau = a_t - \beta/2$  микросекунд?

В нашем примере надо вначале получить выражение для вероятности того, что в единственном зачетном опыте будет реализовано значение задержки встречи ударника с оболочкой исследуемого заряда ВВ t, попадающее внутрь интервала  $(a_t - \beta/2, a_t - \beta/2 + \beta)$ :

$$\mathsf{P}\left(a_t - \frac{\beta}{2} < t < a_t - \frac{\beta}{2} + \beta\right) = \Phi\left(\frac{a_t - \beta/2 + \beta - a_t}{\sigma}\right) - \Phi\left(\frac{a_t - \beta/2 - a_t}{\sigma}\right) = 2\Phi\left(\frac{\beta}{2\sigma}\right) = 2\Phi\left(\frac{1}{\sigma}\right) = P.$$

Затем, приравняв P = 0,95, записываем уравнение  $\Phi(1/\sigma) = 0,95/2 = 0,475$  и находим его решение (с помощью рис. 23.3 или по таблицам значений функции Лапласа):  $1/\sigma = 1,96 \approx 2$ . Учитывая симметричность относительно математического ожидания  $a_t$  границ интервала допустимых задержек момента соударения ударника с объектом исследования, исходное уравнение можно было бы записать в виде:

$$\mathsf{P}(|t - a_t \mid < \beta/2) = \mathsf{P}(|t - a_t \mid < \varepsilon) = P = 0.95; \quad \varepsilon = \beta/2 = 2/2 = 1.$$

Тогда, применяя формулу (23.17) и таблицы значений квантилей (табл. 23.1) получили бы, естественно, тот же результат:

$$\beta/2 = 1 = \varepsilon = \sigma \cdot u_{\frac{1+0.95}{2}} = \sigma \cdot 1,96.$$

Окончательно получаем:  $\sigma = 0.5$  мкс.

Ствольные ускорители компактных ударников даже при использовании детонационных режимов выделения энергии не позволяют обеспечить столь высокую характеристику стабильности задержки подхода ударника к объекту воздействия относительно момента срабатывания устройства инициирования взрывного процесса в метательном заряде.

Полученная оценка приведет экспериментатора к выводу о необходимости изменения схемы эксперимента. Самым простым решением, по-видимому, будет изменение «электрической части» системы синхронизации, или функциональной схемы эксперимента. Например, можно использовать электроконтактный датчик для индикации момента под-
хода ударника к объекту исследования и генерации синхроимпульса запуска развертки осциллографа.

#### § 24. Выборочный метод измерения случайной величины

Если при повторных наблюдениях измеряемой величины в одних и тех же условиях, контролируемых экспериментатором, получаются различные, неповторяющиеся ее числовые значения, то естественно считать эту величину случайной. В том случае, когда мы имеем дело со случайной величиной, процедура измерения и обработка результатов наблюдения должны обеспечивать нахождение, по крайней мере, двух числовых характеристик этой случайной величины: математического ожидания и дисперсии или, строго говоря, доверительных интервалов, которым принадлежат эти параметры распределения случайной величины. Процедура, позволяющая решить эту задачу, называется выборочным методом измерения случайной величины.

**24.1. Выборочные характеристики при прямых измерениях и оценка параметров случайной величины.** Ограниченный ряд значений  $x_1, x_2, \ldots, x_n$ , являющийся результатом n наблюдений измеряемой величины, называют выборкой, а значения результатов наблюдений называются элементами выборки из генеральной совокупности всех мыслимых наблюдений, которые могли бы быть сделаны при фиксированных условиях наблюдения. Количество элементов этой случайной выборки n называется объемом выборки, или мощностью выборки.

Среднее значение результатов наблюдений, вычисляемое по формуле

$$\overline{x} = \frac{x_1 + x_2 + \dots + x_n}{n} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i,$$
(24.1)

называется выборочным средним (средним выборочным). Его также называют эмпирическим средним. Выборочное среднее приближенно равно математическому ожиданию случайной величины:

 $\overline{x} \approx a.$ 

Величина, вычисляемая по формуле

$$S_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (x_i - \overline{x})^2}{n - 1}},$$
(24.2)

называется среднеквадратичным отклонением наблюдения. Она характеризует разброс значений элементов выборки относительно его среднего  $\overline{x}$  и приближенно равна среднеквадратичному отклонению

случайной величины  $S_x \approx \sigma$ . Соответственно выборочная дисперсия  $S_x^2$  приближенно равна дисперсии случайной величины

$$S_x^2 \approx \mathsf{D}\xi = \sigma^2.$$

Для практических расчетов среднеквадратичного отклонения наблюдения часто используют не (24.2), а результат преобразования этого выражения к виду

$$S_x^2 = (n-1)^{-1} \left[ \sum_{1}^n x_i^2 - \frac{1}{n} \left( \sum_{1}^n x_i \right)^2 \right].$$
 (24.3)

Величина, вычисляемая по формуле

$$S_{\overline{x}} = \frac{S_x}{\sqrt{n}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (x_i - \overline{x})^2}{n(n-1)}},$$
(24.4)

называется среднеквадратичным отклонением измерения. Она характеризует разброс значений средних выборок  $\overline{x}$  (которые, как и элементы выборок, также являются случайными величинами) относительно среднего генеральной совокупности или математического ожидания случайной величины a. Величину  $S_{\overline{x}}$  называют также стандартным отклонением выборочного среднего.

Важным результатом обработки данных наблюдений, производимых при измерении, является возможность нахождения доверительного интервала для математического ожидания случайной величины при задаваемой доверительной вероятности P (или уровне значимости  $\alpha = 1 - P$ ).

Если измеряемая случайная величина имеет нормальный закон распределения, то величина  $(\overline{x} - a)\sqrt{n}/\sigma$  распределена по стандартному нормальному закону, что позволяет записать для доверительного интервала математического ожидания a оценку

$$\overline{x} - \frac{\sigma}{\sqrt{n}} u_{1-\frac{\alpha}{2}} < a < \overline{x} + \frac{\sigma}{\sqrt{n}} u_{1-\frac{\alpha}{2}}, \tag{24.5}$$

где  $u_{1-\frac{\alpha}{2}} = u_{\frac{1+P}{2}}$  — квантиль нормального распределения при доверительной вероятности *P*, или при уровне значимости  $\alpha$ .

Но так как в общем случае точное значение  $\sigma$  неизвестно, то при обработке результатов наблюдений рассматривают распределение случайной величины ( $\overline{x} - a$ ) $\sqrt{n}/S_x$ , не являющееся нормальным. Эта величина описывается t-распределением или распределением Стьюдента (псевдоним У.С. Госсета). Плотность распределения Стьюдента зависит от объема выборки n ( $n \ge 2$ ) (рис. 24.1). При этом величина  $\nu = n - 1$  называется числом степеней свободы. При увеличении n распределение Стьюдента стьюдента стремится к нормальному.



Рис. 24.1. Плотность распределения Стьюдента для различных объемов выборки *n* 

С учетом распределения величины  $(\overline{x} - a)\sqrt{n} / S_x$  для доверительного интервала математического ожидания *a* имеем соотношение:

$$\overline{x} - \frac{S_x}{\sqrt{n}} t_{1-\frac{\alpha}{2}} < a < \overline{x} + \frac{S_x}{\sqrt{n}} t_{1-\frac{\alpha}{2}}, \tag{24.6}$$

или

$$\overline{x} - S_{\overline{x}} t_{1-\frac{\alpha}{2}} < a < \overline{x} + S_{\overline{x}} t_{1-\frac{\alpha}{2}}, \tag{24.7}$$

где  $t_{1-\frac{\alpha}{2}}$  — квантиль распределения Стьюдента, вычисляемый для уровня значимости  $\alpha$ .

Так как  $\alpha = 1 - P$ , то квантиль  $t_{1-\frac{\alpha}{2}}$ , найденная для уровня значимости  $\alpha$ , равна квантили  $t_{\frac{1+P}{2}}$ , вычисленной для доверительной вероятности P.

Значения квантилей распределения Стьюдента, называемых также коэффициентами Стьюдента, приводятся в таблицах различных книг по статистике в разных формах: либо в зависимости от доверительной вероятности P или уровня значимости  $\alpha$ , либо в зависимости от числового значения всего индекса в обозначении квантили, а именно, (1 + P)/2 или  $1 - \alpha/2$  (см. табл. 24.1). Для наглядности аналогичные данные приведены на рис. 24.2.

Наряду с обозначениями квантилей распределения Стьюдента, приведенными выше, в некоторых книгах принимается их иное обозначение. В настоящей книге для квантилей или коэффициентов Стьюдента иногда тоже будет удобнее использовать дополнительные обозначения:

$$\begin{aligned} t_{\frac{1+P}{2}} &= t_{1-\frac{\alpha}{2}} = t_{\frac{1+P}{2}} \left( v \right) = t_{1-\frac{\alpha}{2}} \left( v \right) = t \left( v, \, P \right) = t \left( v, \, \alpha \right); \\ \nu &= n-1; \quad \alpha = 1-P. \end{aligned}$$
 (24.8)

**Пример.** Необходимо дать оценку значения математического ожидания *a* случайной величины, наблюдения которой дали выборку объемом n = 9 со значениями СКО наблюдения  $S_x = 0,6$  и среднего выборки  $\overline{x} = 5$ .

Таблица 24.1. Зависимость коэффициентов Стьюдента или квантилей распределения Стьюдента  $t_{(1+P)/2} = t_{1-(\alpha/2)}$  от степеней свободы  $\nu$ , доверительной вероятности P (уровня значимости  $\alpha = 1 - P$ ) или значений индексов (1+P)/2 или  $1 - (\alpha/2)$ 

P	0,2	0,5	0,8	0,9	0,95	0,99	0,999
$\alpha$	0,8	0,5	0,2	0,1	0,05	0,01	0,001
$\frac{1\!+\!P}{2}\!=\!1\!-\!\frac{\alpha}{2}$	0,6	0,75	0,9	0,95	0,975	0,995	0,9995
$\nu = 1$	0,3249	1,0000	3,0777	6,3138	12,7062	63,6567	636,6192
2	0,2887	0,8165	1,8856	2,9200	4,3027	9,9248	31,5991
3	0,2767	0,7649	1,6377	2,3534	3,1824	5,8409	12,9240
4	0,2707	0,7407	1,5332	2,1318	2,7764	4,6041	8,6103
5	0,2672	0,7267	1,4759	2,0150	2,5706	4,0321	6,8688
6	0,2648	0,7176	1,4398	1,9432	2,4469	3,7074	5,9588
7	0,2632	0,7111	1,4149	1,8946	2,3646	3,4995	5,4079
8	0,2619	0,7064	1,3968	1,8595	2,3060	3,3554	5,0413
9	0,2610	0,7027	1,3830	1,8331	2,2622	3,2489	4,7809
10	0,2602	0,6998	1,3722	1,8125	2,2281	3,1693	4,5869
11	0,2596	0,6974	1,3634	1,7959	2,2010	3,1058	4,4370
12	0,2590	0,6955	1,3562	1,7823	2,1788	3,0545	4,3178
13	0,2586	0,6938	1,3502	1,7709	2,1604	3,0123	4,2208
14	0,2582	0,6924	1,3450	1,7613	2,1448	2,9768	4,1405
15	0,2679	0,6912	2 1,3406	1,7530	2,13142,94672,11992,92082,10982,8982	2,9467	4,0728
16	0,2576	0,6901	1,3368	1,7459		2,9208	4,0150
17	0,2573	0,6892	1,3334	1,7396		3,9651	
18	0,2571	0,6884	1,3304	1,7341	2,1009	2,8784	3,9216
19	0,2569	0,6876	1,3277	1,7291	2,0930	2,8609	3,8834
20	0,2567	0,6870	1,3253	1,7247	2,0860	2,8453	3,8495
21	0,2566	0,6864	1,3232	1,7207	2,0796	2,8314	3,8193
22	0,2564	0,6858	1,3212	1,7171	2,0739	2,8188	3,7921
23	0,2563	0,6853	1,3195	1,7139	2,0687	2,8073	3,7676
24	0,2562	0,6848	1,3178	1,7109	2,0639	2,7969	3,7454
25	0,2561	0,6844	1,3163	1,7081	2,0595	2,7874	3,7251
26	0,2560	0,6840	1,3150	1,7056	2,0555	2,7787	3,7066
27	0,2559	0,6837	1,3137	1,7033	2,0518	2,7707	3,6896
28	0,2558	0,6834	1,3125	1,7011	2,0484	2,7633	3,6739
29	0,2557	0,6830	1,3114	1,6991	2,0452	2,7564	3,6594
30	0,2556	0,6828	1,3104	1,6973	2,0423	2,7500	3,6460



Рис. 24.2. Значения коэффициентов Стьюдента, или квантилей распределения Стьюдента, для разных уровней значимости  $\alpha$  (указаны рядом с кривыми) в зависимости от степени свободы  $\nu$ 

Зададимся, например, доверительной вероятностью P = 0.95 (95%). Этому значению P соответствует уровень значимости  $\alpha = 1 - 0.95 = 0.05$  (5%). Этому уровню значимости соответствует обозначение квантили

$$t_{1-\frac{\alpha}{2}} = t_{1-\frac{0,05}{2}} = t_{0,975}.$$

Так как  $\overline{x}$  и  $S_x$  были вычислены с использованием одних и тех же элементов выборки объемом n, то число степеней свободы, по которым рассчитывалось СКО  $S_x$  есть  $\nu = 9 - 1 = 8$ . С помощью рис. 24.2 по значениям  $\nu = 8$  и  $\alpha = 0.05$  находим значение квантили  $t_{0.975} \approx 2.3$ или, более точно, по табл. 2.1 найдем  $t_{0.975} = 2.3060 \approx 2.31$ .

Отсюда получаем оценку математического ожидания а:

$$5 - \frac{0.6}{\sqrt{9}}2,31 < a < 5 + \frac{0.6}{\sqrt{9}}2,31, \quad P = 0.95;$$
  
4.538 < a < 5.462,  $P = 0.95.$ 

Иными словами, с доверительной вероятностью P = 0.95 (95%) математическое ожидание случайной величины лежит в интервале [4,538; 5,462].

Задавшись доверительной вероятностью P = 0,9 (уровнем значимости  $\alpha = 0,1$ ) получим  $t_{0,95} = 1,86$  и соответствующий интервал для математического ожидания [4,628; 5,372]. При доверительной вероятности P = 0,99 (уровень значимости  $\alpha = 0,01$ ) получим  $t_{0,995} = 3,36$  и интервал, накрывающий значение a: [4,328; 5,672].

Нетрудно заметить, что с повышением уровня достоверности «предсказания» или надежности прогноза (доверительная вероятность), происходит расширение интервала, в котором может оказаться значение математического ожидания (ухудшение точности прогноза).

Значение  $S_x/\sqrt{n} = S_{\overline{x}}$  является характеристикой точности измерения. Чем меньше это значение, тем у́же интервал (при фиксированной доверительной вероятности) для математического ожидания a.

При больших объемах выборок точность измерения с увеличением n начинает расти сравнительно медленно (при увеличении числа наблюдений в  $\overline{n} = n_2/n_1$  раз точность увеличивается лишь в  $\sqrt{\overline{n}}$  раз). Поэтому при измерениях величин количество повторных наблюдений по экономическим и временным соображениям не увеличивают сверх 5...6 и стремятся повысить точность измерения (вызвать сужение доверительного интервала) улучшением измерительных методов, которые позволяют уменьшить среднеквадратичное отклонение наблюдения (разброс значений отдельных наблюдений)  $S_x$ .

Аналогичным образом можно найти доверительные интервалы для среднеквадратичного стандартного отклонения  $\sigma$ , если ввести в рассмотрение распределение случайной величины

$$\chi^2 = (n-1) S_x^2 / \sigma^2 = (1/\sigma^2) \sum_{i=1}^n (x_i - \overline{x})^2.$$

Эта величина подчиняется так называемому хи-квадрат распределению (распределению Пирсона). С помощью этого распределения можно определить доверительный интервал для значений  $\sigma$  или  $\sigma^2$ .

Часто при определении доверительного интервала для значений  $\sigma^2$  вместо  $\chi^2$  используют величину  $\gamma^2 = (n-1)/\chi^2$ . В этом случае находят значения  $\gamma_{P1}^2$  и  $\gamma_{P2}^2$  такие, чтобы одновременно выполнялись два условия:

$$\mathbf{P}(\gamma_{P1}^2 S_x^2 \leqslant \sigma^2) = (1-P)/2$$
 и  $\mathbf{P}(\gamma_{P2}^2 S_x^2 > \sigma^2) = (1+P)/2.$ 

Тогда с доверительной вероятностью Р выполняется соотношение

$$\gamma_{P1}^2 S_x^2 \leqslant \sigma^2 \leqslant \gamma_{P2}^2 S_x^2. \tag{24.9}$$

Значения  $\gamma_{P1}^2$  и  $\gamma_{P2}^2$  для различных значений доверительной вероятности P приведены в табл. 24.2.

Однако на практике экспериментаторы ограничиваются нахождением доверительных интервалов только для математического ожидания.  $\chi^2$ -распределение обычно используют для того, чтобы оценить: с какой вероятностью мы можем по виду распределения значений элементов выборки судить о виде распределения случайной величины.

**24.2. Выборочные средние и выборочные дисперсии при косвенных измерениях.** Во многих случаях мы не можем проводить непосредственное наблюдение измеряемой величины и сопоставлять ее с эталоном единицы измерения и поэтому вынуждены рассчи-

	P = 0,90		P =	. 0,95	P = 0,99		
	$ u_{P1}^2 $	$ u_{P2}^2$	$ u_{P1}^2 $	$ u_{P2}^2$	$ u_{P1}^2 $	$ u_{P2}^2$	
2	0,260	254	0,99	1018	0,127	25464	
3	0,334	19,50	0,271	39,50	0,189	199	
4	0,384	8,53	0,321	13,90	0,234	41,8	
5	0,422	5,63	0,359	8,26	0,269	19,3	
6	0,452	4,36	0,390	6,02	0,299	12,1	
7	0,476	3,67	0,415	4,85	0,324	8,88	
8	0,498	3,23	0,437	4,14	0,345	7,08	
9	0,516	2,93	0,456	3,67	0,364	5,95	
10	0,532	2,71	0,473	3,33	0,382	5,19	
20	0,630	1,88	0,578	2,13	0,492	2,78	
30	0,681	1,64	0,634	1,81	0,554	2,21	
40	0,715	1,52	0,671	1,65	0,596	1,95	
50	0,739	1,44	0,698	1,55	0,626	1,80	
100	0,810	1,21	0,774	1,35	0,723	1,44	
200	0,865	1,21	0,819	1,21	0,791	1,21	

Таблица 24.2. Коэффициенты для нахождения доверительных интервалов для дисперсии  $\sigma^2$ 

тывать ее значение на основе результатов непосредственных наблюдений или измерения других величин. Например, если величина z, непосредственное измерение которой невозможно, является функцией независимых друг от друга и непосредственно измеряемых величин x и  $y - z = \varphi(x, y)$ , то среднее и дисперсию выборки из генеральной совокупности z можно найти, используя характеристики выборок для величин x и y.

Пусть величины x и y наблюдаются n и m раз соответственно. При этом средние выборок равны  $\overline{x}$  и  $\overline{y}$ , а выборочные дисперсии  $S_x^2$  и  $S_y^2$ . Тогда для каждой пары значений  $x_i$  и  $y_k$  можно получить величины  $z_{ik}$ , значения которых образуют выборку объемом  $m \cdot n$ .

Для этой выборки определим среднее выборочное, как

$$\overline{z} = \frac{1}{mn} \sum z_{ik} = \frac{1}{mn} \sum_{i=1}^{n} \sum_{k=1}^{m} \varphi(x_i, y_k).$$

Если переменную величину  $z_{ik}$  разложить в ряд Тейлора в окрестности значения  $\varphi(\overline{x}, \overline{y})$  и пренебречь членами разложения, начиная со второго порядка, то для вычисления выборочного среднего  $\overline{z}$  получим приближенное соотношение

$$\overline{z} \approx \varphi(\overline{x}, \overline{y}). \tag{24.10}$$

При этом выборочная дисперсия  $S_z^2$  находится как

$$S_z^2 = \left[\frac{\partial\varphi}{\partial x}\,S_x\right]^2 + \left[\frac{\partial\varphi}{\partial y}\,S_y\right]^2.$$

Последнее выражение носит название Гауссова закона сложения ошибок. Если его обобщить на случай зависимости z от многих переменных, которые мы обозначим не x, y и т. д., а  $b_1$ ,  $b_2$ , ...,  $b_r$ , т. е.  $z = \varphi(b_1, b_2 \dots b_r)$ , то, переходя от дисперсий к среднеквадратичным отклонениям величин  $b_i$ ,  $i = 1, \dots, r$ , и z, получим формулу

$$S_z = \sqrt{\sum_{1}^{r} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial b_i} S_{bi}\right)^2}.$$
(24.11)

Если искомая величина z пропорциональна произведению непосредственно измеряемых величин  $b_i$  в некоторой степени  $\beta_i$ :

$$z = c \, b_1^{\beta_1} b_2^{\beta_2} \cdot \ldots \cdot b_n^{\beta_n}, \quad c = \text{const},$$

то часто бывает удобно пользоваться для вычисления  $S_z$  формулой, которая в данном случае вытекает из (24.11):

$$\frac{S_z}{\overline{z}} = \sqrt{\sum_{1}^{y} \left(\beta_i \frac{S_{bi}}{\overline{b}_i}\right)^2},$$
(24.12)

где  $\overline{b}_i$  — средние выборок;  $S_{bi}$  — среднеквадратичные отклонения наблюдений величин  $b_i$ .

Во многих учебниках приводится аналог этого выражения:

$$\frac{S_z}{\overline{z}} = \sqrt{\sum_{1}^{y} \left(\frac{\partial \ln \varphi}{\partial b_i} S_{bi}\right)^2}.$$
(24.13)

Величины  $S_z/\overline{z}$  и  $S_{bi}/\overline{b}_i$  называются относительными среднеквадратичными отклонениями наблюдений.

**24.3.** Объединение результатов прямых измерений. В практической работе иногда приходится определять параметры случайных величин не на основании одного измерения (естественно, осуществляемого путем повторных наблюдений), а на основе результатов нескольких измерений, которые дают различные выборочные значения параметров случайной величины, найденных с разной точностью. Поэтому возникает задача об объединении результатов разноточных измерений.

К такой задаче обращаются, в частности, тогда, когда для наиболее надежного измерения некоторой величины собирают результаты измерений, выполненных разными приборами (инструментами) и методами, каждый из которых имеет свою, неповторяющуюся систематическую погрешность. При этом уменьшается влияние систематических погрешностей на конечный результат определения величины, так как систематическая погрешность переводится в разряд случайных, различных для каждого используемого прибора или метода измерения.

Пусть в результате m серий измерений получено m выборочных средних значений  $\overline{x}_1, \overline{x}_2, \ldots, \overline{x}_m$ . При каждом *i*-м измерении проведено  $n_i$  наблюдений, обработка которых дала *i*-е значения среднеквадратичных отклонений наблюдений  $S_i$ :

$$S_i = \sqrt{\frac{1}{n_i - 1} \sum_{j=1}^{n_i} (x_{ij} - \overline{x}_i)^2}, \quad j = 1, \dots, n_i, \quad i = 1, \dots, m.$$

В подобного рода задачах для сопоставления точностей измерений при каждой серии наблюдений используют понятия статистического веса измерения (проще: веса измерения)  $\omega_i = n_i/S_i^2$ . Чем выше вес  $\omega_i$ , тем точнее измерение.

С использованием этого понятия, основные выборочные характеристики объединенного результата измерения, необходимые для расчета доверительного интервала математического ожидания, находятся по формулам:

$$\overline{x} = \frac{1}{\omega} \sum_{1}^{m} \omega_i \overline{x}_i, \qquad (24.14)$$

$$S_{\overline{x}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m} \omega_i \left(x_i - \overline{x}\right)^2}{\omega \left(m - 1\right)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{N}}, \qquad (24.15)$$

где  $\omega = \sum\limits_{1}^{m} \omega_i, \; N = \sum\limits_{1}^{m} n_i.$ 

Число степеней свободы v, необходимое для нахождения коэффициента Стьюдента (или квантили распределения Стьюдента)

$$t\left(v,\,P\right) = t_{\frac{1+P}{2}}\left(v\right),$$

который, в свою очередь, используется для вычисления отклонения границ доверительного интервала математического ожидания случайной величины от среднего  $\overline{x}$  (24.14), принимается равным v = N - 1.

#### 24.4. Отсев грубых погрешностей и проверка гипотезы нормальности распределения.

**24.4.1.** Отсев грубых погрешностей. Для газодинамических исследований в области физики взрыва и удара характерны, как правило, серии экспериментов с небольшим количеством наблюдений. Поэтому мы рассмотрим наиболее простой метод отсева грубых погрешностей при объемах выборок  $n \leq 25$ .

Если случайная величина распределена по нормальному закону и *x*<sub>i</sub> является элементом выборки из генеральной совокупности значений этой величины, то абсолютное значение его отклонения от среднего выборки  $|x_i - \overline{x}|$  должно удовлетворять условию

$$|x_i - \overline{x}| \leq S_x \tau_{1-P} = S_x \tau_\alpha, \tag{24.16}$$

где  $\tau_{1-P} = \tau_{\alpha}$  — значение квантили тау-распределения ( $\tau$ -распределения), определяемое доверительной вероятностью P (или уровнем значимости  $\alpha = 1 - P$ ) и объемом выборки n. Значения квантилей  $\tau$ -распределения можно найти в различных учебниках по математической статистике. Мы для наглядности приведем зависимости  $\tau_{\alpha} = \tau (\alpha, n)$  в графической форме (рис. 24.3).



Рис. 24.3. Зависимости квантили au-распределения от объема выборки и задаваемого (выбираемого) уровня значимости  $\alpha$  ( $\alpha = 1 - P$ )

Появление значения наблюдения  $x_i$ , которое отклоняется от среднего выборки  $\overline{x}$  больше, чем на  $S_x \tau_\alpha$ , вызывается воздействием неожиданно появившегося фактора, искажающего «нормальный», т.е. случайный разброс значений наблюдений, характерный для нормального закона распределения, для которого выполняется соотношение (24.16). Иными словами, если  $|x_i - \overline{x}| > S_x \tau_\alpha$ , то  $x_i$  имеет иную природу или происхождение по отношению к тем значениям наблюдений, которые удовлетворяют (24.16). Обычно, если условие (24.16) не выполняется на уровне значимости  $\alpha = 0,01$ , то элемент выборки  $x_i$ , подозреваемый как результат грубой погрешности, отсеивается всегда. Если условие (24.16) не выполняется на уровне значимости  $\alpha > 0,05$ , то наблюдение, подозреваемое как грубо ошибочное, не отсеивают ни в коем случае. При уровнях значимости в диапазоне 0,05... 0,01 решение об отсеивании элемента выборки принимается с учетом ряда дополнительных соображений.

После отсеивания грубой погрешности измерения остается уже новая, предварительно обработанная выборка, для которой производится перерасчет  $\overline{x}$  и  $S_x$ . Процедуру отсеивания грубых погрешностей можно повторить и для этой предварительно обработанной выборки.

Если объем выборки достаточно мал  $(n \leq 10)$ , то в соотношение (24.16) вводят поправочный коэффициент, и условие отсеивания грубых погрешностей принимает вид:

$$\frac{|x_i - \overline{x}|}{S_x} > \tau'_{1-P} \left( n, \ [1-P] \right) \sqrt{(n-1)/n} = \tau'_\alpha \left( n, \ \alpha \right) \sqrt{(n-1)/n} \,.$$
(24.17)

Критические значения  $\tau'_{1-P}$  или  $\tau'_{\alpha}$  в графической форме представлены на рис. 24.4. Табулированные значения можно уточнить, например, в работе [3].

24.4.2. Проверка гипотезы нормальности распределения. Методы обращения с полученными результатами измерений, к которым прибегает широкий круг научно-технических работников в области естественнонаучных и технических исследований, являются наиболее детально разработанными и эффективными (обоснованными), если исследуемая (измеряемая) величина распределена по нормальному закону, либо преобразована так, что ее отображение является величиной с нормальным законом распределения. Поэтому проверка нормальности распределения является необходимым условием обработки результатов измерения. Например, для того, чтобы убедиться в правомерности проведенной процедуры отсеивания грубых погрешностей, приводящей к повышению точности измерения, необходимо проверить нормальность распределения выборки, оставшейся после отсеивания грубо ошибочных результатов наблюдений. Рекомендации по проверке нормальности распределения для выборок различного объема можно найти в работе [2]. Мы лишь кратко остановимся на основных положениях некоторых из этих рекомендаций.

При больших объемах выборок предпочтительной является обстоятельная проверка нормальности распределения по  $\chi^2$ -критерию. Она основана на сопоставлении значения величины  $\chi^2$ , вычисленной по формуле

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{k} \left( n_i^2 / n \right) P_i - n, \qquad (24.18)$$

и величины  $\chi_P^2$ . Величина  $\chi_P^2$  определяет допустимую вероятность всех возможных отклонений эмпирической частоты P<sub>i</sub> класса k (см. рис. 23.1) от теоретической расчетной частоты  $nP_k$ , где  $P_k$  – вероятность, предсказанная гипотетическим распределением для данного класса. Верхнее предельное значение  $\chi^2_P$  зависит от количества степеней свободы u, которое находится как v = k - 1 - 2 = k - 3, где k — количество независимых классов, на которое разделена область значений элементов выборки, а 2 — число параметров гипотетического распределения определяемых по экспериментальным данным (среднее выборки и среднеквадратичное отклонение наблюдения). Эта зависимость показана на рис. 24.5.

Если точка с координатами ( $\nu, \chi^2/\nu$ ) лежит ниже кривой с заданным значением доверительной вероятности, то на этом уровне достоверности P можно считать гипотетическое распределение совпадающим с истинным распределением генеральной совокупности. Если  $\chi^2 > \chi_P^2$ , то данная гипотеза на этом уровне достоверности (доверительной вероятности) несправедлива. На практике чаще всего гипотеза совпадения гипотетического и экспериментального распределений проверяется при доверительной вероятности 0,99 и 0,95, реже при P = 0,9.

При меньшем объеме выборок (50 > n > 15) для проверки нормальности распределения результатов наблюдения предпочтительным является составной критерий. Сначала делается проверка по критерию 1 и критерию 2, а затем уже находится результирующий уровень значимости составного критерия.

При проверке по критерию 1 вычисляется безразмерная величина

$$\overline{d} = \frac{\sum_{1}^{n} |x_i - \overline{x}|}{\sqrt{n \sum_{1}^{n} (x_i - \overline{x})^2}} = \frac{\sum |x_i - \overline{x}|}{n \sqrt{\left(\sum (x_i - \overline{x})^2\right)/n}}$$



Рис. 24.4. Зависимость квантили  $\tau_{1-\alpha}$  от объема выборки и задаваемого (выбираемого) уровня значимости  $\alpha$  ( $\alpha = 1 - P$ )



Рис. 24.5. Верхнее предельное значение  $\chi^2$ -распределения для различных значений доверительной вероятности P (указаны рядом с кривыми) в зависимости от количества степеней свободы

и находится уровень значимости  $\alpha_1$ , при котором выполняется соотношение

$$\overline{d}_{1-\alpha_1/2} < \overline{d} < \overline{d}_{\alpha_1/2},$$

где  $\overline{d}_{1-\alpha_1/2}$  и  $\overline{d}_{\alpha_1/2}$  — квантили распределения, значение которых находится по табл. 24.3 при заданном объеме выборки *n* и заранее выбираемом значении уровня значимости.

Таблица 24.3.	Квантили	распределения	$\overline{d}_{1-(\alpha_1/2)}$	И	$\overline{d}_{\alpha_1/2}$	при	различных	
объемах выборок п								

~	$\alpha_1$	/2	$1 - (\alpha_1/2)$			
11	0,01	0,05	0,95	0,99		
16	0,9137	0,8884	0,7236	0,6829		
21	0,9001	0,8768	0,7304	0,6950		
26	0,8901	0,8686	0,7360	0,7040		
31	0,8826	0,8625	0,7404	0,7110		
36	0,8769	0,8578	0,7440	0,7167		
41	0,8722	0,8540	0,7470	0,7216		
46	0,8682	0,8508	0,7496	0,7256		
51	0,8648	0,8481	0,7518	0,7291		

При проверке по критерию 2 находится количество  $n_{us}$  разностей  $|x_i - \overline{x}|$ , значение которых превышает произведение  $u_{P/2} \cdot S_x$ , где  $u_{P/2}$  — верхняя квантиль распределения нормированной функции Лапласа.

Значение вероятности P, по которому находится значение квантиля  $u_{P/2}$ , определяют по табл. 24.4 по выбранному уровню значимости  $\alpha_2$  и известному объему выборки n. Если  $n_{us} < n^*_{us}$ , где  $n^*_{us}$  — целое число, зависящее от объема выборки n (см. табл. 24.4), то критерий 2 соблюдается на уровне значимости  $\alpha_2$ . Если при проверке нормальности распределения соблюдение первого и второго критерия происходит при уровнях значимости  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$ , то результирующий уровень значимости принимается равным  $\alpha$ , таким что  $\alpha \leq \alpha_1 + \alpha_2$ . Если хотя бы один критерий не соблюдается, то экспериментальное распределение не является нормальным.

В заключение приведем самый простой способ проверки нормальности распределения для «не очень больших» выборок (n < 120). В этом способе для выборки вычисляется среднеарифметическое отклонение (CAO):

$$CAO = \sum_{1}^{n} |x_i - \overline{x}| / n,$$

и полученный результат сопоставляется со среднеквадратичным отклонением наблюдения.

~	**	$\alpha_2$					
n	$n_{us}$	0,01	0,02	0,05			
10	1	0,98	0,98	0,96			
1114	1	0,99	0,98	0,97			
1520	1	0,99	0,99	0,98			
2122	2	0,98	0,97	0,96			
23	2	0,98	0,98	0,96			
2427	2	0,98	0,98	0,97			
2832	2	0,99	0,98	0,97			
3335	2	0,99	0,98	0,98			
3649	2	0,99	0,99	0,98			

Таблица 24.4. Зависимость от объема выборки n значения величины  $n_{us}^*$  и вероятности P (необходимой для нахождения квантили  $u_{P/2}$ ) при задаваемых уровнях значимости  $\alpha_2$ 

Если выполняется неравенство

$$\left|rac{ ext{CAO}}{S_x}-0.7979
ight|\ <\ rac{0.4}{\sqrt{n}},$$

то распределение приближенно можно считать нормальным.

Заметим, что с помощью САО можно оценить доверительный интервал математического ожидания с доверительной вероятностью P = 0.95, не прибегая к  $S_x$ :

 $x - 0.35 \text{ CAO} < a < \overline{x} + 0.35 \text{ CAO}, \quad P = 0.95.$ 

# § 25. Систематические погрешности и классы точности средств измерений

Измерение величин сопровождается не только случайными и грубыми погрешностями, рассмотренными нами ранее, но и систематическими погрешностями, которые надо либо исключить из результатов наблюдений, либо каким-то образом учитывать при записи окончательных результатов измерения. Эти погрешности в зависимости от природы их появления можно разделить на: 1) исключаемые (исключенные) и 2) неисключаемые (неисключенные).

К исключаемым систематическим погрешностям относят те, природа которых известна, а величина достаточно точно определена. Они могут быть исключены из результатов наблюдений и измерения путем введения поправок в результаты наблюдения. Примером такой исключаемой погрешности является «смещение нуля» штангенциркуля, которое элементарным образом устанавливается и затем вычитается из показаний инструмента при замерах. Конечно, такие поправки целесообразно вводить, если они существенны по отношению к случайным погрешностям.

У неисключаемых систематических погрешностей известно происхождение и лишь максимально возможное их значение. Они не могут быть исключены из результатов наблюдений путем поправок наблюдений и поэтому могут лишь учитываться как неисключенные систематические погрешности при записи окончательного результата измерения. Типичным примером такой погрешности, с которой наиболее часто имеет дело экспериментатор, это погрешность, определяемая классом точности измерительного прибора.

Следует иметь в виду и такие систематические погрешности, которые связаны со свойствами измеряемого объекта и могут быть устранены путем перевода их в разряд случайных (это, однако, не всегда возможно). В качестве примера можно взять погрешность, возникающую при нахождении площади овального сечения, которую мы принимаем за площадь круга. Такую погрешность можно частично устранить, например, измеряя диаметр стержня по различным направлениям. Однако совершить такой перевод систематической погрешности в случайную не удается, если измеряемая деталь имеет сечение (похожее на криволинейным треугольник), образованное тремя дугами большого радиуса  $R_{\rm B}$  = const и тремя дугами маленького радиуса  $R_{\rm M}$  = const, скругляющими три острые угла в окрестности точек пересечения дуг большого радиуса.

**25.1. Классы точности средств измерения и неисключенные** систематические погрешности. Очень часто неисключенную систематическую погрешность можно определить по классу точности измерительного прибора, который указывается либо на его передней панели, либо в технической документации на этот прибор (паспорте).

В соответствии с ГОСТ 8.401-80 предусматривается выражение класса точности с помощью относительных чисел или абсолютных значений систематической погрешности. Относительные числа, выражающие класс точности, берутся из ряда: 1; 1,5; (1,6); 2; 2,5; (3); 4; 5; 6. Каждый член ряда может быть умножен на 10<sup>1</sup>; 10<sup>0</sup>; 10<sup>-1</sup> и т.д.

Способы обозначения классов точности и, соответственно, способы нахождения систематических погрешностей могут быть разными, как это указано ниже.

1. Если на шкале прибора просто указано число из приведенного ряда, в частности 0,2, то это значит, что указана приведенная погрешность  $\gamma = 0,2\%$  (или в относительных единицах  $\gamma = 0,002$ ). Систематическая неисключенная погрешность (точнее говоря, предел допускаемой основной погрешности, или ее доверительная граница)  $\theta$ при этом находится как

$$\theta = \gamma \cdot X_{\rm H},\tag{25.1}$$

где *X*<sub>H</sub> — так называемое нормирующее значение.

Нормирующее значение выбирается различным образом, в зависимости от особенностей шкалы измерительного прибора. Если нулевое деление лежит на краю шкалы или вне ее, то значение  $X_{\rm H}$  принимается равным пределу измерения по этой шкале. Если нулевое деление лежит внутри диапазона измерений, то значение  $X_{\rm H}$  приравнивается большему из модулей пределов измерений. При условном нуле на шкале, значение  $X_{\rm H}$  берется равным модулю разности пределов измерения.

**2.** Если на шкале приведено число, подчеркнутое углом (в частности, «подчеркнутое снизу» 0,5), то по паспорту прибора можно узнать, чему приравнивается  $X_{\rm H}$  — всей длине шкалы или той ее части, что соответствует диапазону измерения. Далее используется формула (25.1).

**3.** Если на шкале указано число из приведенного ряда, обведенное кружком, то это означает значение относительной погрешности измерения (в частности 1,0 «в кружке» означает, значение относительной погрешности  $\overline{\theta} = 1,0$ ). Относительная погрешность устанавливает значение предела допускаемой основной систематической погрешности

$$\theta = \frac{\overline{\theta} \cdot X}{100},$$

где *X* — результат измерения (наблюдения).

К основным погрешностям относят те, что устанавливаются для нормальных условий эксплуатации, которые указываются в паспорте (технической документации) прибора. Если условия эксплуатации прибора выходят за пределы нормальных, то кроме основной систематической погрешности необходимо учитывать еще и дополнительные систематические погрешности. Сведения об этих дополнительных погрешностях можно найти уже в технической документации на прибор.

Пределы допускаемой основной погрешности выражаются также в форме абсолютных значений:

$$\theta = \pm \theta_0$$
 или  $\theta = \pm (\theta_0 + \theta_1 X)$ ,

где  $\theta_0$  и  $\theta_1$  — положительные числа.

Если класс точности обозначен прописными буквами латинского алфавита, то предел допускаемой погрешности находится по паспорту прибора.

25.2. Нахождение доверительной границы неисключенной систематической погрешности результата прямого измерения. Неисключенная систематическая погрешность результата («сумма» неисключенных погрешностей) образуется из различных составляющих: например, неисключенных систематических погрешностей средств измерений, метода измерения, других источников. При суммировании эти составляющие погрешности рассматриваются как случайные величины. В случае равномерного их распределения, соответствующего представлению о выборе значения погрешности из заданного интервала «наудачу», доверительные границы результирующей неисключенной систематической погрешности можно вычислить по формуле

$$\theta = K_{\theta} \sqrt{\sum_{i=1}^{m_{\theta}} \theta_i^2}, \qquad (25.2)$$

где  $\theta_i$  — граница *i*-й неисключенной систематической погрешности;  $K_{\theta}$  — коэффициент, определяемый принятой доверительной вероятностью.

При доверительной вероятности P = 0.95 коэффициент  $K_{\theta}$  принимают равным 1.1. При P = 0.99 этот коэффициент принимают равным



Рис. 25.1. Влияние числа суммируемых систематических погрешностей  $m_{\theta}$  и их соотношения  $\overline{\theta}_{12}$  на коэффициент  $K_{\theta}$  при доверительной вероятности P = 0,99

1,4, если число суммируемых неисключенных систематических погрешностей более четырех  $(m_{\theta} > 4)$ . Если  $m_{\theta} \leq 4$ , то коэффициент  $K_{\theta}$  находят, используя график (рис. 25.1) зависимости

$$K_{\theta} = K_{\theta} \left( m_{\theta}, \overline{\theta}_{12} \right),$$

где  $\overline{\theta}_{12} = \theta_1/\theta_2$ .

Если  $m_{\theta} > 2$ , то в качестве  $\theta_1$  принимают составляющую, по числовому значению наиболее отличающуюся от других, а в качестве  $\theta_2$  — составляющую, ближайщую к той, что принята за  $\theta_1$ .

Доверительную вероятность для вычисления границ (довери-

тельных) неисключенной систематической погрешности принимают такой же, как при вычислении доверительных границ случайной погрешности результата измерения или границ доверительного интервала математического ожидания случайной величины, подлежащей измерению.

# § 26. Порядок обработки результатов наблюдений и формы представления результатов измерений

**26.1. Порядок обработки результатов наблюдений при прямых** измерениях. ГОСТ 8.207-76-2006 устанавливает правила, в соответствии с которыми необходимо производить прямые измерения с многократными наблюдениями и обрабатывать полученные результаты наблюдений. Этот стандарт устанавливает основные этапы сбора данных и порядок обработки результатов наблюдений, которые мы перечислим в порядке их выполнения, дополнив небольшими комментариями.

 Процедура исключения установленных систематических погрешностей из результатов наблюдений или введение поправок. Если в результате процедур, предваряющих проведение наблюдений измеряемой величины, установлено значение систематической погрешности, которое может оставаться неизменным (постоянным) при всех наблюдениях, либо изменяться вполне определенным и достаточно точно установленным образом, то вводят поправки в зарегистрированные значения наблюдений и получают исправленные результаты наблюдения.

2. Вычисление среднеарифметического исправленных результатов наблюдений, принимаемого за результат измерения.

3. Вычисление оценки среднего квадратичного отклонения результата наблюдения.

4. Вычисление оценки среднеквадратичного отклонения результата измерения.

Следует иметь в виду, что вычисления часто бывает удобнее проводить с использованием формул (26.1) и (26.2):

$$\overline{x} = C_0 + \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - C_0), \qquad (26.1)$$

$$S_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{n} (x_i - C_0)^2 - \left[\sum_{i=1}^{n} (x_i - C_0)\right]^2 / n}{n - 1}}.$$
 (26.2)

СКО измерения вычисляется как обычно:

$$S_{\overline{x}} = \frac{S_x}{\sqrt{n}}.$$

В этих формулах  $C_0$  — константа, значение которой можно выбрать произвольно.

При практических вычислениях оценок параметров случайных величин специально выбирают «хорошее», как правило, целое число, которое «на первый взгляд» ближе всего лежит к пока еще неизвестному среднему значению выборки. Например, для значений, полученных при взвешивании тела: 27,01; 27,15; 27,08; 27,26; 27,07 «хорошим» числом является 27, так как в результате вычитания останутся значения элементов выборок: 0,01; 0,15; 0,08; 0,26; 0,07. Такое правило очень эффективно помогало облегчению и повышению точности обработки результатов наблюдений, особенно когда вычисления проводились «вручную» или с использованием «слабой» вычислительной техники.

Из формул (26.1), (26.2) следует, что если в качестве константы  $C_0$  выступает исключаемая систематическая ошибка (или значение поправки), то не имеет значения, как надо вводить поправку — в значение каждого элемента наблюдения (выборки) или после вычисления среднего арифметического по значениям наблюдений без поправок.

5. Проверка гипотезы о том, что результаты наблюдений принадлежат нормальному распределению. Непосредственное выполнение этой процедуры предваряется проверкой отсутствия грубых погрешностей в результатах наблюдений, значения которых проверяются на нормальность распределения, и отсевом грубых погрешностей, если выполняется условие отсева грубых погрешностей. Необходимость выполнения этой процедуры обосновывается следующими соображениями.

6. Практика показывает, что наблюдения величин, как правило, дают ряды значений элементов выборок, которые с достаточно высокой вероятностью можно считать подчиняющимися нормальному закону распределения. При этом появление в совокупности наблюдаемых величин дополнительных, «грубо ошибочных» наблюдений, лишь усиливает отличие экспериментально наблюдаемого распределения от теоретического гипотетически нормального. Вероятность того, что грубые погрешности приводят к «приближению» экспериментального распределения к теоретическому нормальному распределению, ничтожна. Процедура отсева грубых погрешностей основана на предположении нормальности распределения значений основного, подавляющего количества элементов выборки. Если основное количество элементов выборки распределено не по нормальному закону и результаты наблюдений, заподозренных в «грубой ошибочности», окажутся отсеяны совершенно необоснованно, то мы все равно убедимся в том, что оставшиеся элементы выборки распределены не по нормальному закону, при последующей основной процедуре настоящего пункта. Если же значения основного количества элементов наблюдений распределены по нормальному закону, то процедура отсева грубых погрешностей окажется выполненной совершенно обоснованно, и в дополнение к этому СКО результата измерения, вычисленное по выборке, освобожденной от «ложных измерений», окажется меньшим, чем у выборки, еще содержащей результаты грубо ошибочных наблюдений. Последующая процедура настоящего пункта при этом подтвердит нормальность новой сокращенной выборки из генеральной совокупности и тем самым правомерность произведенного отсева грубых погрешностей и повышения точности измерения.

Сама процедура проверки нормальности распределения ряда экспериментальных значений (после проведения отсева из них грубых погрешностей) проводится по одному из примеров, изложенных в соответствии с ГОСТ 8.207-76–2006 в п. 24.4.2. К предпочтительным критериям нормальности распределения (при объемах выборок с n > 50) относится также критерий  $\omega^2$  Мизеса–Смирнова. Проверку гипотезы нормальности распределения следует проводить с уровнем значимости  $\alpha$  от 0,1 до 0,02. Результаты проверки должны быть приведены с указанием принятых уровней значимости. При числе результатов наблюдений n < 15 принадлежность их к нормальному распределению, согласно этому ГОСТ, не проверяют.

7. Вычисление доверительных границ случайной погрешности (случайной составляющей погрешности) результата измерений. Доверительная граница случайной погрешности результата измерений — это абсолютное значение отклонения границ доверительного интервала

математического ожидания случайной величины относительно среднеарифметического исправленных результатов наблюдений  $\varepsilon$ . В соответствии с рассматриваемым стандартом ее устанавливают для результатов наблюдений, принадлежащих нормальному распределению. Доверительная граница случайной погрешности измерений находится по формуле

$$\varepsilon = S_{\overline{x}} \cdot t(v, P); \quad v = n - 1.$$
 (26.3)

Значение доверительной вероятности P принимают равным 0,95. В тех случаях, когда измерение нельзя повторить, помимо доверительных границ, соответствующих этой доверительной вероятности, допускается указывать границы для P = 0,99. Если результаты имеют значение для здоровья людей, то допускается вместо P = 0,99 принимать более высокую доверительную вероятность.

В отсутствие проверки нормальности распределения при количестве наблюдений n < 15 пользоваться формулой (26.3) можно в том случае, если заранее известно, что результаты наблюдений принадлежат нормальному распределению.

8. Вычисление доверительных границ неисключенной систематической погрешности (неисключенных остатков систематической погрешности). Необходимость этого этапа обусловлена тем, что «конечная», результирующая погрешность измерения, в общем случае, является композицией случайной и неисключенной систематической погрешностей. Правила «сложения» этих компонентов разработаны с учетом упрощенного описания неисключенной систематической погрешности. Эта погрешность рассматривается как случайная величина, доверительный интервал значений которой соответствует доверительной вероятности, принятой для случайной погрешности. В зависимости от конкретных задач исследований и важности их результатов доверительная вероятность случайной погрешности может быть назначена разной (не только P = 0,95), в то время как систематическая погрешность измерительного устройства является величиной, гарантируемой его изготовителем и отображаемой в классе точности прибора, естественно, не изменяющегося в зависимости от области использования измерительного прибора. Процедура нахождения доверительных границ неисключенной систематической погрешности  $\theta$  приведена в параграфе 25.2.

9. Вычисление доверительной границы погрешности результата измерения. Доверительную границу погрешности результата измерения  $\Delta$ , или результирующую погрешность результата измерения, определяют достаточно условно (или приближенно), в зависимости от соотношения значений  $S_{\overline{x}}$  и  $\theta$ .

Если  $\theta < 0.8 S_{\overline{x}}$ , то неисключенными систематическими погрешностями пренебрегают по сравнению со случайными и принимают доверительную границу результирующей погрешности измерения или доверительную погрешность результата измерения равной

$$\Delta = \varepsilon = S_{\overline{x}} \cdot t(v, P), \quad v = n - 1.$$
(26.4)

23 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

Если  $\theta > 8 S_{\overline{x}}$ , то принимают

$$\Delta = \theta. \tag{26.5}$$

Погрешность нахождения  $\Delta$ , возникающая вследствие пренебрежения одной из ее составляющих (систематической погрешности при использовании формулы (26.4) или случайной погрешности при использовании формулы (24.5)), не превышает 15%.

Если выполняется соотношение

$$0.8 \, S_{\overline{x}} \leqslant \theta \leqslant 8 \, S_{\overline{x}},\tag{26.6}$$

то используют эмпирическую формулу:

$$\Delta = \sqrt{S_{\overline{x}}^2 + \sum \frac{\theta_i^2}{3}} \cdot \frac{\varepsilon + \theta}{S_{\overline{x}} + \sqrt{\sum \frac{\theta_i^2}{3}}},$$
(26.7)

где  $\theta_i$  — граница *i*-й неисключенной систематической погрешности.

В этой формуле первый сомножитель является оценкой результирующего среднеквадратичного отклонения результата измерения, а второй сомножитель (в виде дроби) — эмпирический коэффициент, зависящий от соотношения случайной и неисключенной систематической погрешностей.

Можно показать, что при количестве наблюдений  $n \ge 10$  и доверительной вероятности P = 0.95 с относительной погрешностью не хуже 10% правомерно применять более простую формулу:

$$\Delta = \sqrt{\left[S_{\overline{x}}t(\nu, P)\right]^2 + \theta^2}; \quad v = n - 1, \quad P = 0.95.$$
(26.8)

**26.2.** Формы записи результатов измерения. В зависимости от назначения измерений и характера использования их результатов установлены различные стандартные формы представления результатов измерений. Наиболее известной является форма, используемая на окончательной стадии записи результата измерения, которая позволяет сравнивать полученные результаты измерения (или исследования) с табличным значением некоторой величины или с результатами, полученными в других работах. Эту форму записи результата измерения с симметричной доверительной погрешностью будем называть комплексной. Комплексная форма записи результата измерения имеет вид

$$\overline{x} \pm \Delta; P,$$

где Р — доверительная вероятность.

Оформление результата измерения должно удовлетворять следующим требованиям:

- наименьшие разряды должны быть одинаковы у точечной оценки результата и у характеристик погрешностей;
- характеристики погрешностей (или их статистические оценки) выражают числом, содержащим не более двух значащих цифр,

при этом к оставляемой цифре второго разряда добавляется единица, если последующая (отбрасываемая) цифра не указываемого младшего разряда больше нуля;

— допускается характеристики погрешностей (или их статистические оценки) выражать числом, содержащим одну значащую цифру, при этом к цифре первого разряда добавляется единица (округление в большую сторону) если цифра неуказываемого младшего разряда равна или больше 5, а при цифре меньше 5 округление осуществляется в меньшую сторону.

Эта форма практически не используется в тех случаях, когда результат некоторого измерения предполагается для вычисления, например, другой косвенно измеряемой величины или для сравнения экспериментально определяемой величины с константой или при сравнении двух экспериментально определяемых величин между собой.

На промежуточных стадиях измерения, например, при вычислениях другой, косвенно измеряемой величины, а также при подготовке результатов к исследованию измеренных величин, например, при сравнении двух величин между собой, используют вторую форму представления результатов, которую можно назвать полной. При полной форме записи результата измерения приводят значения четырех величин:  $\overline{x}$ ,  $S_{\overline{x}}$ , n,  $\theta$ .

Если границы неисключенной систематической погрешности  $\theta$  вычислены в соответствии с (25.2), то следует указывать также доверительную вероятность P.

К этой, полной форме прибегают также в тех случаях, когда отсутствуют данные о функции распределения составляющих погрешностей результата и, следовательно, пока не имеется возможности перейти к компле́ксной форме представления результатов измерений.

26.3. Погрешности косвенных измерений. До настоящего времени нет стандартов, устанавливающих правила вычисления погрешностей при косвенных измерениях. Частично это связано с большим многообразием комбинаций возможных вариантов определения компонентов, через которые в конечном счете вычисляются результирующие погрешности. На основании анализа литературы, связанной с методами обработки результатов измерений, при нахождении погрешностей косвенных измерений руководствуются в основном следующими правилами.

Формулы (24.11)–(24.13) можно использовать не только для вычисления СКО наблюдения косвенно измеряемой величины  $S_z$  по известным СКО наблюдения прямых измерений  $S_{b_i}$  величин  $b_i$ , которые являются аргументами функции  $z = \varphi(b_1, \ldots b_i \ldots b_r)$ . Если вместо СКО наблюдений  $S_{b_i}$  в эти выражения подставлять СКО измерений  $S_{\overline{b}_i}$  величин  $b_i$ , измеряемых прямым образом, то вместо  $S_z$  получим СКО измерения  $S_{\overline{z}}$  косвенно измеряемой величины Z.

Подстановка в (24.11)–(24.13) значений доверительных границ неисключенных систематических погрешностей  $\theta_{bi}$  (или случайных погрешностей  $\varepsilon_{bi}$ ) прямого измерения величин  $b_i$  позволяет получить значения доверительных границ неисключенной систематической погрешности  $\theta_z$  (или случайной погрешности  $\varepsilon_z$ ) косвенного измерения Z.

И, наконец, эти три формулы можно использовать для вычисления результирующей погрешности  $\Delta_Z$  величины Z, измеряемой косвенным образом, по результатам прямых измерений величин  $b_i$ , подставляя в них вместо  $S_{b_i}$  значения результирующих погрешностей  $\Delta_{b_i}$ .

Частные производные:  $\partial \varphi / \partial b_i$  и  $\partial \ln \varphi / \partial b_i$  вычисляются при значениях  $b_i$ , приравненных средним выборок наблюдения  $\overline{b}_i$ .

Погрешности  $\varepsilon_{b_i}$  и  $\Delta_{b_i}$ , подставляемые в формулы, аналогичные (24.1)–(24.13), должны быть взяты при одинаковых значениях доверительной вероятности, например, P = 0.95. При этом условии погрешность результата косвенного измерения будет иметь ту же доверительную вероятность P.

Рассмотрим два примера с различными вариантами представления результатов прямых измерений величин, на основании которых рассчитывается косвенно измеряемая величина.

**Пример** 1. Необходимо определить плотность заряда ВВ цилиндрической формы на основании измерения его высоты, диаметра и взвешивания на аналитических весах.

Диаметр заряда d измерялся микрометром типа MK, у которого согласно паспортным данным цена деления барабана 0,01 мм, а допустимая погрешность  $\pm 0,004$  мм. Высота заряда измерялась штангенциркулем ШЦ-1-125 с ценой деления нониуса 0,1 мм и допустимой (неисключенной систематической) погрешностью 0,1 мм (согласно паспортным данным). Весы согласно их паспортным данным вносят при определении массы максимальную неисключенную погрешность за счет неравноплечности не более  $\pm 1$  мг.

В соответствии с паспортными данными для всех трех приборов необходима проверка нулевой отметки, которая в дальнейшем используется как поправка к результатам наблюдений.

Для микрометра проверка нулевой отметки *d*<sub>0</sub> дала результат:

$$\overline{d}_0 = 0,170$$
 мм,  $S_{\overline{d}_0} = 0,$   $n = 3,$   $heta_{d_0} = 0,004$  мм

(в наблюдениях получились три одинаковых результата — 0,17 мм).

Для штангенциркуля в результате проверки нулевой отметки  $h_0$  получено:

$$\overline{h}_0 = 0,00$$
 мм,  $S_{\overline{h}_0} = 0$  мм,  $heta_{d_0} = \pm 0,1$  мм

(все наблюдения дали одинаковое значение  $d_0$  равное 0,0 мм).

В результате определения нуля весов *m*<sub>0</sub> получено:

$$m_0 = 0,0$$
 мг,  $S_{\overline{m}_0} = 0,0$  мг,  $heta_{m_0} = \pm 1$  мг.

Прямые наблюдения характеристик заряда: диаметра  $d_{\Pi}$ , высоты  $h_{\Pi}$  цилиндра и массы  $m_{\Pi}$  заряда дали результаты:

$\overline{d}_{\Pi}=24,917$ мм;	$S_{\overline{d}_{\Pi}}=0,0052$ мм;	n = 10;	$ heta_{d_{\Pi}}=0,004$ мм;
$\overline{h}_{\Pi}=$ 109,22 мм;	$S_{\overline{h}_\Pi}=0,02$ мм;	n = 4;	$ heta_{h_{\Pi}}=0,10$ мм;
$\overline{m}_{\Pi} = 25,1500 \mathrm{r};$	$S_{\overline{m}_{\Pi}} = 0  r;$	n = 6;	$ heta_{m_{\Pi}}=\pm1,0$ мг.

В результате того, что мы проводили проверку нулевой отметки у всех трех приборов и будем вводить поправки в наблюдения и измерения (в частности нулевые), наши измерения *d*, *h* и *m*, строго говоря, становятся косвенными.

При введении поправок получим для диаметра:

$$\overline{d} = \overline{d}_{\Pi} - \overline{d}_0 = 24,917 - 0,170 = 24,747 \text{ (MM)},$$
$$S_{\overline{d}} = \sqrt{\left(1 \cdot S_{\overline{d}_{\Pi}}\right)^2 + (1 \cdot S_{\overline{d}_0})^2} = 0,0052 \text{ (MM)},$$

 $\theta_d = \sqrt{\left(1 \cdot \theta_d\right)^2 + \left(1 \cdot \theta_{d_0}\right)^2} = \sqrt{0,004^2 + 0,004^2} = 0,00566 \approx 0,006 \,(\text{mm}).$ 

Полная форма записи результата измерения диаметра заряда:

$$\overline{d} = 24,747 \text{ mm}, \ S_{\overline{d}} = 0,005 \text{ mm}, \ n = 10, \ \theta_d = 0,006 \text{ mm}.$$

В результате измерения высоты заряда и проверки нуля штангенциркуля получим:

$$\overline{h} = \overline{h}_{\Pi} - \overline{h}_{0} = 109,22 - 0 = 109,22 \text{ (MM)},$$

$$S_{\overline{h}} = \sqrt{(1 \cdot S_{\overline{h}_{\Pi}})^{2} + (1 \cdot S_{\overline{h}_{0}})^{2}} = \sqrt{(0,02)^{2} + 0} = 0,02 \text{ (MM)},$$

$$\theta_{h} = \sqrt{(1 \cdot \theta_{h_{\Pi}})^{2} + (1 \cdot \theta_{h_{0}})^{2}} = \sqrt{2 \cdot 0,1} = 0,14 \text{ (MM)}.$$

Первая, полная форма записи результата измерения высоты заряда:

$$\overline{h} = 109,22 \text{ mm}, \ S_{\overline{h}} = 0,02 \text{ mm}, \ n = 4, \ \theta_h = 0,14 \text{ mm},$$

Для массы заряда получим:

$$\overline{m} = \overline{m}_{\Pi} - \overline{m}_0 = 79,1500 - 0,000 = 79,1500 \,(\mathrm{r}),$$
$$S_{\overline{m}} = \sqrt{(1 \cdot S_{\overline{m}_{\Pi}})^2 + (1 \cdot S_{\overline{m}_0})^2} = 0,000 \,(\mathrm{r}),$$
$$\theta_m = \sqrt{(1 \cdot \theta_{m_{\Pi}})^2 + (1 \cdot \theta_{m_0})^2} = \sqrt{2 \cdot 1} = 1,4 \,(\mathrm{mr}) = 0,0014 \,(\mathrm{r}).$$

Полная форма записи результата измерения массы заряда:

$$\overline{m} = 79,15$$
 г,  $S_{\overline{m}} = 0,000$  г,  $n = 6, \ \theta_m = 0,0014$  г.

Вычисляем плотность заряда по формуле:

$$\overline{\rho} = \frac{4\overline{m}}{\pi \overline{d}^2 \overline{h}} = 1,506454 \,\mathrm{r/cm}^3.$$

Находим доверительную границу относительной неисключенной систематической погрешности:

$$\begin{split} \frac{\theta_{\rho}}{\rho} &= \sqrt{\left(\frac{\theta_m}{m}\right)^2 + \left(\frac{\theta_{\pi}}{\pi}\right)^2 + \left(2\frac{\theta_d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\theta_h}{h}\right)^2} = \\ &= \sqrt{\left(\frac{0,0014}{79,150}\right)^2 + \left(\frac{0,0005}{3,142}\right)^2 + \left(2\frac{0,006}{24,747}\right)^2 + \left(\frac{0,14}{109,22}\right)^2} = \\ &= \sqrt{3,1286 \cdot 10^{-10} + 2,53 \cdot 10^{-8} + 2,35 \cdot 10^{-7} + 1,64 \cdot 10^{-6}} = \\ &= \sqrt{1,87 \cdot 10^{-6}} = 1,367 \cdot 10^{-3} = 1,4 \cdot 10^{-3} \,. \end{split}$$

Доверительная граница абсолютной неисключенной систематической погрешности плотности:

$$\theta_{\rho} = \overline{\rho} \cdot \left(\frac{\theta_{\rho}}{\rho}\right) = 1,506454 \cdot 1,4 \cdot 10^{-3} = 2,108 \cdot 10^{-3} = 0,002 \,(\mathrm{r/cm}^3).$$

Относительное СКО измерения плотности

$$\begin{split} \frac{S_{\overline{\rho}}}{\rho} &= \sqrt{\left(1 \cdot \frac{S_{\overline{m}}}{m}\right)^2 + \left(2 \cdot \frac{S_{\overline{d}}}{d}\right)^2 + \left(1 \cdot S_{\overline{h}}/h\right)^2} = \\ &= \sqrt{0,000 + \left(2 \cdot \frac{0,0052}{24,747}\right)^2 + \left(1 \cdot \frac{0,02}{109,22}\right)^2} = \\ &= \sqrt{1,766 \cdot 10^{-7} + 3,35 \cdot 10^{-8}} = \sqrt{2,101 \cdot 10^{-7}} = 0,46 \cdot 10^{-3} \,. \end{split}$$

Абсолютное СКО измерения плотности:

$$S_{\overline{x}\rho} = \overline{\rho} \left( \frac{S_{\overline{\rho}}}{\rho} \right) = 1,506 \cdot 0,46 \cdot 10^{-3} = 0,6901 \cdot 10^{-3} (r/cm^3) = 0,0007 (r/cm^3).$$
(26.9)

Результат измерения плотности, представленный в «полной» форме (но в отличие от прямых измерений, естественно, без указания объема выборки):

$$\overline{\rho} = 1,506 \, \mathrm{r/cm}^3, \ S_{\overline{\rho}} = 0,0007 \, \mathrm{r/cm}^3, \ \theta_{\rho} = 0,002 \, \mathrm{r/cm}^3.$$

Так как значения  $S_{\overline{
ho}}=0,0007\,{\rm r/cm}^3$  и  $\theta_{
ho}=0,002\,{\rm r/cm}^3$  соответствуют условию

$$0.8 S_{\overline{\rho}} < \theta_{\rho} < 8 S_{\overline{\rho}},$$

то результирующая погрешность измерения плотности будет композицией распределений случайной и неисключенной систематической погрешностей измерения плотности. Для нахождения доверительной границы случайной погрешности плотности  $\varepsilon_{\rho}$  сначала найдем доверительные границы случайных погрешностей величин d, h и m:

$$\begin{split} \varepsilon_d &= t(n-1;P) \cdot S_{\overline{d}} = t(10-1;0,95) \cdot 0,0052 = 2,26 \cdot 0,0052 = 0,0117 \text{ (мм)}, \\ \varepsilon_h &= t(n-1;P) \cdot S_{\overline{h}} = t(4-1;0,95) \cdot 0,02 = 3,18 \cdot 0,02 = 0,063 \text{ (мм)}, \\ \varepsilon_m &= t(n-1;P) \cdot S_{\overline{m}} = 0, \quad \text{так как} \quad S_{\overline{m}} = 0. \end{split}$$

Применяя формулу для доверительной границы погрешности косвенного измерения при доверительной вероятности *P*, аналогичную (24.12), получим

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_{\rho}}{\rho} &= \sqrt{\left(1 \cdot \frac{\varepsilon_m}{m}\right)^2 + \left(2 \cdot \frac{\varepsilon_d}{d}\right)^2 + \left(1 \cdot \frac{\varepsilon_h}{h}\right)^2} = \\ &= \sqrt{0 + \left(2 \cdot \frac{0,0117}{24,747}\right)^2 + \left(1 \cdot \frac{0,063}{109,22}\right)^2} = \\ &= \sqrt{0 + 8,94 \cdot 10^{-7} + 3,32 \cdot 10^{-7}} = \sqrt{1,226 \cdot 10^{-6}} = 1,11 \cdot 10^{-3}. \end{aligned}$$

Абсолютное значение доверительной границы случайной погрешности при доверительной вероятности P = 0,95:

$$\varepsilon_{\rho} = 1,506 \cdot 1,11 \cdot 10^{-3} = 1,667 \cdot 10^{-3} = 0,002 \,(\text{r/cm}^3); \quad P = 0,95.$$

При «сложении» случайной и доверительной погрешностей (или при нахождении результирующей погрешности) при доверительной вероятности P = 0,95 воспользуемся приближенной формулой:

$$\Delta_{\rho} = \sqrt{\varepsilon_{\rho}^2 + \theta_{\rho}^2} = \sqrt{(0,002)^2 + (0,002)^2} = 0,0028 \approx 0,003 \,(\text{r/cm}^3).$$

Ответ в комплексной форме:

$$ho = (1,506 \pm 0,003) \, \text{r/cm}^3, \ P = 0,95.$$

**Пример 2.** Необходимо обработать результат измерения средней скорости фронта ударной волны D в диэлектрической твердой среде, вызываемой детонацией нагружающего заряда ВВ. Эта средняя скорость находится косвенным методом с использованием формулы  $D = B_D/t_D$  и результатов прямых измерений базы  $B_D$  и времени  $t_D$  прохождения этой базы фронтом ударной волны. Значение величины  $t_D$  определяется как разновременность срабатывания двух электроконтактных датчиков (см. рис. 13.29). Срабатывание электроконтактного датчика, вызывающего в задействованной измерительно-преобразовательной электрической схеме временной импульс напряжения с практически вертикальным передним фронтом, который регистрируется,

например, с помощью осциллографа, происходит в результате смыкания двух фольговых электродов при прохождении ударной волны через зазор, в котором эти электроды смонтированы. При такой схеме эксперимента базу  $B_D$  находят путем многократных наблюдений (замеров) толщины слоя диэлектрика. Разновременность срабатывания двух электроконтактных датчиков или величину  $t_D$  находят путем однократного наблюдения экспериментального ее значения на одном регистрирующем приборе (осциллографе или частотомере) оттестированной измерительной системы. Эта измерительная система в результате предшествующих многократных тестовых испытаний изучена таким образом, что можно считать известным значение стандартного среднеквадратичного отклонения при измерении значения величины  $t_D$ , а стало быть, и абсолютного значения результирующей погрешности измерения времени  $t_D$  в зависимости от доверительной вероятности при однократном наблюдении.

В нашем примере рассмотрим случай, когда в результате подготовки и проведения одного эксперимента получены следующие результаты:

для 
$$t_D - t_D = (0.83 \pm 0.05)$$
 мкс,  $P = 0.95;$   
для  $B_D - \overline{B}_D = 5$  мм;  $S_{\overline{B}_D} = 0.0024$  мм,  $n = 5; \ \theta_{B_D} = 0.004$  мм.

Так как результаты измерения базы  $B_D$  приведены в полной форме, а времени  $t_D$  — в комплексной форме, т. е. без указания  $\theta_{t_D}$ ,  $S_{\overline{t_D}}$ , n, как в предыдущем примере, то приходится использовать последовательность обработки результатов измерения, изображенную на рис. 26.1.

Сначала найдем среднее скорости фронта ударной волны

$$\overline{D} = \frac{\overline{B}_D}{\overline{t}_D} = \frac{5}{0.83} = 6,024 \, 9$$
 mm/mkc)  $= 6,024 \, ($  km/c).



Рис. 26.1. Схема обработки результатов косвенного измерения скорости фронта ударной волны при комплексной форме представления результата измерения времени t и полной форме записи результата измерения  $B_D$ 

Так как согласно схеме (рис. 26.1) предстоит вычисление результирующей погрешности измерения базы  $B_D - \Delta_{B_D}$ , то обработку результатов наблюдений этой базы начнем с анализа соотношения  $\theta_{B_D}$  и  $S_{\overline{B}_D}$ . Эти величины таковы (0,8 ·  $S_{\overline{B}_D} = 0,8 \cdot 0,0024 < \theta_{B_D} = 0,004$ мм  $< 8 \times S_{\overline{B}_D} = 8 \cdot 0,0024$ мм = 0,0192), что нельзя пренебречь ни неисключенной систематической, ни случайной погрешностью измерения. Поэтому результирующую погрешность измерения базы ( $\Delta_{B_D}$ ; P = 0,95) будем искать как композицию систематической и случайной погрешностей измерения базы  $B_D$ , для чего необходимо предварительно найти доверительную границу случайной погрешности  $\varepsilon_{B_D}$ :

$$\varepsilon_{B_D} = t(n-1; P) \cdot S_{\overline{B_D}} = t(5-1; 0, 95) \cdot 0,0024 =$$

$$= 2,776 \cdot 0,0024 = 6,66 \cdot 10^3 \approx 0,0066$$
 мм.

Используя формулу (26.7) по значению  $\varepsilon_{B_D} \approx 0,0066$  мм найдем значение  $\Delta_{B_D}$  (при доверительной вероятности 0,95):

$$\begin{split} \Delta_{B_D} &= \sqrt{0,0024^2 + \frac{0,004^2}{3}} \frac{0,0066 + 0,004}{0,0024 + \sqrt{\frac{0,004^2}{3}}} = \\ &= \sqrt{5,76 \cdot 10^{-6} + 5,33 \cdot 10^{-6}} \frac{0,0106}{0,0024 + 2,309 \cdot 10^{-3}} = \\ &= 3,33 \cdot 10^{-3} \frac{0,0106}{0,0047} = 7,51 \cdot 10^{-3} = 0,00751 \text{ mm}. \end{split}$$

Так как значения  $\Delta t_D$  и  $\Delta B_D$  определены при одинаковых доверительных вероятностях P = 0,95, то предварительное вычисление относительной погрешности  $\Delta D/\overline{D}$ , которая позволит нам найти абсолютную погрешность скорости D, произведем по формуле:

$$\frac{\Delta_D}{D} = \frac{\Delta_D}{\overline{D}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta B_D}{\overline{B}_D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta t_D}{t_D}\right)^2} = \sqrt{\left(\frac{0,0075}{5}\right)^2 + \left(\frac{0,05}{0,83}\right)^2} \approx \frac{0,05}{0,83} = 0,0602.$$

Абсолютное значение доверительной границы погрешности измерения скорости *D*:

$$\Delta_D = \overline{D} \left( \frac{\Delta_D}{\overline{D}} \right) = \frac{\overline{B}_D}{\overline{t}_D} \frac{\Delta_D}{\overline{D}} = \frac{5}{0,83} \cdot 0,0602 = 0,362 \text{ mm/mkc}.$$

Результат измерения в комплексной форме записи:

$$D = 6.02 \pm 0.36$$
 км/с;  $P = 0.95$ .

### § 27. Статистические методы получения заключений на основании результатов измерений

В экспериментальных исследованиях часто не ограничиваются наблюдениями и измерениями величин, характеризующих объекты изучения и процессы, в них протекающие, а проводят дополнительно сопоставление полученных результатов с некоторыми раннее полученными данными, сравнивают полученные результаты между собой, устанавливают наличие зависимости между экспериментально найденными величинами, описывают эти зависимости. При этом необходимо учитывать фактор случайности появления конкретных результатов измерения и рассматривать сопоставляемые или анализируемые величины как случайные, характеризуемые, по крайней мере, двумя параметрами математическим ожиданием и дисперсией. Это является одной из причин необходимости знания исследователем и инженером основ статистических методов получения заключений и выводов на основании имеющихся экспериментально полученных данных. Эти знания могут быть полезны также на стадии разработки эксперимента.

Мы рассмотрим четыре основные задачи, которые сформулируем вначале, не прибегая к статистическим терминам, обозначающим необходимые элементы алгоритмов их решения:

- 1) сравнение величин, измеряемых в эксперименте, с изучаемыми константами;
- 2) сравнение двух экспериментально определяемых величин между собой;
- установление факта наличия зависимости между двумя экспериментально определяемыми величинами;
- установление количественного описания зависимости (формы зависимости) между двумя экспериментально определяемыми величинами.

**27.1. Сравнение величин, измеряемых в эксперименте, с константами.** Задача о сравнении экспериментально определенной величины с константой в математической статистике рассматривается как сравнение с константой математического ожидания случайной величины на основании его оценки средним выборки из генеральной совокупности. Иногда эту задачу называют сравнением с константой среднего выборки. Эта задача имеет две разновидности формулировки.

В первом случае необходимо найти константу, которую математическое ожидание случайной величины превышает (или, наоборот, которая превышает математическое ожидание случайной величины) с наперед заданной доверительной вероятностью.

Во втором случае ищется вероятность, с которой математическое ожидание случайной величины превышает наперед заданную константу (или наоборот, наперед заданная константа превышает математическое ожидание случайной величины).



Рис. 27.1. Нахождение симметричного доверительного интервала для математического ожидания случайной величины исходя, из оценок ее параметров  $\overline{x}$  и  $S_x$ ;  $\rho_t(x)$  — плотность распределения

В обоих случаях исходной информацией о случайной величине является среднее выборки  $\overline{x}$ , ее объем n и СКО наблюдения  $S_x$ .

Для того чтобы было понятно, каким образом формируется алгоритм решения задачи, отобразим результаты измерения на рис. 27.1. Этот рисунок иллюстрирует запись выражения для вероятности того, что интервал значений x с нижней  $\overline{x} - (S_x/\sqrt{n}) t(n-1;P)$  и верхней  $\overline{x} + (S_x/\sqrt{n}) t(n-1;P)$  границами накрывает математическое ожидание  $M\xi$  случайной величины  $\xi$ , выборка из которой появилась при наблюдениях:

$$\mathsf{P}\Big(\overline{x} - \frac{S_x}{\sqrt{n}}t(v, P) \leqslant \mathsf{M}\xi \leqslant \overline{x} + \frac{S_x}{\sqrt{n}}t(v, P)\Big) = P; \ v = n - 1.$$

Так как границы указанного интервала, в котором лежит математическое ожидание, симметричны относительно  $\overline{x}$  (график плотности распределения Стьюдента симметричен), то очевидно, что вероятность нахождения точки, отображающей математического ожидания  $\mathbf{M}\xi$ , слева от нижней границы  $\overline{x} - \frac{S_x}{\sqrt{n}}t(v, P)$  равна (1 - P)/2. Следовательно, вероятность нахождения точки, отображающей математического ожидания  $\mathbf{M}\xi$ , справа от этой, нижней границы равна 1 - (1 - P)/2 = (1 + P)/2:

$$\mathsf{P}\Big(\mathsf{M}\xi \ge \overline{x} - \frac{S_x}{\sqrt{n}}t(v, P)\Big) = (1+P)/2. \tag{27.1}$$

Введем обозначения

$$\overline{x} - \frac{S_x}{\sqrt{n}} t(v, P) = C, \qquad (27.2)$$
$$\frac{1+P}{2} = P_0.$$

Из последнего обозначения следует:

$$P = 2P_0 - 1. (27.3)$$

Чтобы получить решение задачи для первого случая формулировки найти константу, которую математическое ожидание случайной величины превышает с наперед заданной вероятностью, — перепишем (27.1) и (27.2) с учетом обозначения (27.3):

$$\begin{cases} \mathsf{P}(\mathsf{M}\xi \ge C) = P_0, \\ C = \overline{x} - \frac{S_x}{\sqrt{n}} t(v; P); \ P = 2P_0 - 1; \ v = n - 1. \end{cases}$$
(27.4)

Эту запись можно «прочесть» следующим образом: для того чтобы найти значение константы C, которую математическое ожидание  $\mathbf{M}\xi$ случайной величины превышает с наперед заданной вероятностью  $P_0$ , необходимо, обработав выборку (из генеральной совокупности) объемом n, найти оценки параметров случайной величины ( $\overline{x}$  — оценка  $\mathbf{M}\xi$ и  $S_x$  — оценка  $\sqrt{\mathsf{D}\xi}$ ) и найти значение коэффициента Стьюдента, используя в качестве доверительной вероятности рассчитанное значение  $P = 2P_0 - 1$ , после чего произвести вычисления по формуле (27.4).

Решение задачи во втором случае формулировки — нахождение вероятности того, что математическое ожидание случайной величины превосходит значение заданной константы, получается, если мы (27.1) и (27.2) с учетом (27.3) перепишем в несколько ином виде:

$$\begin{cases} \frac{\overline{x} - C}{S_x / \sqrt{n}} = t(v, P); \quad v = n - 1; \quad P = 2P_0 - 1; \\ \mathsf{P}(\mathsf{M}\xi > C) = P_0 = \frac{P + 1}{2} = \frac{(2P_0 - 1) + 1}{2}. \end{cases}$$

Эту запись можно «прочесть» следующим образом: чтобы найти вероятность  $P_0$  того, что математическое ожидание случайной величины превышает заданную константу C, достаточно по результатам обработки выборки из генеральной совокупности ( $\overline{x}$ ,  $S_x$  и n) вычислить значение коэффициента Стьюдента t(v, P), с использованием которого при заданном значении v = n - 1 найти значение величины P и затем «рассчитать» ответ:

$$P_0 = \frac{P+1}{2} = \frac{(2P_0 - 1) + 1}{2}.$$

Если нас интересует константа, которая превышает математическое ожидание случайной величины, то записав сначала выражение для вероятности того, что точка, отображающая математического ожидания  $M\xi$ , находится слева от верхней границы  $x + \frac{S_x}{\sqrt{n}}t(v, P)$ , и вводя затем соответствующие обозначения, аналогичные (27.2) и (27.3), получим окончательно выражения для решения задач.

Для нахождения константы C, которая превышает математическое ожидание случайной величины  $M\xi$  с наперед заданной вероятностью

Ро получим:

$$\begin{cases} \mathsf{P}(\mathsf{M}\xi \leqslant C) = P_0; \\ C = \overline{x} + \frac{S_x}{\sqrt{n}} t(v; P); \quad v = n - 1; \quad P = 2P_0 - 1. \end{cases}$$
(27.5)

При нахождении вероятности  $P_0$ , с которой заданная константа C превышает математическое ожидание случайной величины, используем запись:

$$\begin{cases} \frac{C-\overline{x}}{S_x/\sqrt{n}} = t(v;P); \quad v = n-1; \quad P = 2P_0 - 1, \\ \mathsf{P}(\mathsf{M}\xi < C) = P_0 = \frac{P+1}{2} = \frac{(2P_0 - 1) + 1}{2}. \end{cases}$$
(27.6)

Пример. Для проведения серии экспериментов по нахождению детонационных характеристик при повышенной начальной температуре заряда ВВ, в состав которого введена специальная сенсибилизирующая добавка (сенсибилизатор), производят смешение компонентов с суммарной массой в несколько килограммов, и из разных зон этой заготовленной смеси берут стограммовые навески для изготовления исследуемых зарядов. Физические и химические свойства смеси таковы, что при массовом содержании сенсибилизатора, превышающем 5,5%, по условиям техники безопасности обращения с взрывчатыми материалами заряды являются недопустимыми для проведения с ними экспериментов. Способ приготовления смеси и метод определения ее состава таковы, что в результате девятикратного выполнения «измерительных процедур» по измерению массового содержания компонентов получены следующие результаты: среднее содержание сенсибилизатора 4,25%; выборочный стандарт наблюдения 0,30% (объем выборки n = 9), а систематическая погрешность измерения пренебрежимо мала. Необходимо оценить возможность проведения намеченной серии экспериментов с зарядами из приготовленной смеси, если все ее компоненты являются взаимно легко растворимыми жидкостями.

Перед тем, как производить формальные вычислительные процедуры, следует заметить важное обстоятельство. При приготовлении исследуемой смеси из взаимно растворимых жидкостей происходит их перемешивание на молекулярном уровне и во всех зонах («точках») приготовленной смеси компонентный состав получается одинаковым. Поэтому математическое ожидание  $M\xi$  массового содержания сенсибилизатора, значение которого лежит внутри доверительного интервала, определяемого значениями  $S_{x,n}$  и доверительной вероятностью, является реально существующим, истинным содержанием сенсибилизатора. Неопределенность его знания для исследуемых стограммовых зарядов обусловлена только погрешностями его измерения, но не тем, что навески берутся из разных зон смеси и имеют, в действительности, различное массовое содержание компонентов. Поэтому для того, чтобы оценить возможность безопасного проведения серии экспериментов с зарядами из жидкой смеси, контроль массового содержания сенсибилизатора в которой дал результаты:  $\overline{x} = 4,25$ ,  $S_x = 0,30$ , n = 9,  $\theta \approx 0$ , найдем вероятность  $P_0$  того, что математическое ожидание **М** $\xi$  массового содержания сенсибилизатора в однородной смеси не превышает константу C = 5,5 (или вероятность  $P_0$ того, что константа C = 5,5 превышает математическое ожидание **М** $\xi$ ).

Воспользовавшись (27.6), получим:

$$\frac{C-\overline{x}}{S_x/\sqrt{n}} = \frac{5,5-4,25}{0,30\sqrt{9}} = 1,39 = t(v;P); \ v = 9-1 = 8.$$

Используя табл. 24.1, найдем значение доверительной вероятности P, при которой значение коэффициента Стьюдента t(v, P) (или квантили распределения Стьюдента  $t_{(1+P)/2}$ ) при числе степеней свободы v = 8 равно 1,39. Это значение с приемлемой для нас точностью равно P = 0,8. По найденному значению P = 0,8 находим искомую вероятность  $P_0$ :

$$P_0 = (1+P)/2 = (1+0.8)/2 = 0.9.$$

Вероятность того, что стограммовые заряды не будут представлять опасности при обращении с ними персонала лаборатории, получилась равной 0,9 (уровень значимости события, заключающегося в самопроизвольном, несанкционированном взрыве заряда равен  $\alpha = 1 - P = 0, 1$ ). В рассматриваемом случае это недопустимые числа. При полученных результатах контроля или измерения содержания сенсибилизатора следует из осторожности сделать пессимистический вывод относительно возможности безопасного проведения исследований приготовленной смеси.

Посмотрим, как изменилась бы оценка возможности выполнения серии экспериментов, если бы массовое содержание сенсибилизатора контролировалось бы более совершенной измерительной системой, позволяющей делать более точный прогноз (при той же надежности) ширины доверительного интервала, накрывающего значение математического ожидания содержания сенсибилизатора.

Пусть то же значение  $\overline{x} = 4,25$  получилось бы при  $S_x = 0,12$  и n = 9. Тогда проведя вычисления, аналогичные предыдущим, мы получили бы:

$$\frac{5,5-4,25}{0,12\sqrt{9}} = 3,47 = t(v;P); \quad v = 9-1 = 8;$$
$$P \ge 0,99;$$
$$P_0 \ge \frac{1+0,99}{2} = 0,995; \quad \alpha = 1-0,995 = 0,005.$$

При более точных измерениях и соответственно более точном прогнозе значения содержания сенсибилизатора в смеси значения доверительной вероятности  $P_0 = 0,995$  и уровня значимости  $\alpha = 0,005$  получились близкими к значениям доверительной вероятности 0,999 и уровня значимости 0,001, которые считаются приемлемыми для нахождения условий работы, безопасных для здоровья и жизни людей.

В случае порошкообразных или гранулированных компонентов смеси решение задачи усложняется. Дело в том, что перемешивание таких компонентов обычно не приводит к степени однородности состава ВВ, характерной для жидких взрывчатых смесей. При этом процентное содержание сенсибилизатора может изменяться от «точки к точке» килограммовой смеси. Неопределенность знания содержания сенсибилизатора в различных точках заготовленной смеси и в зарядах из этой смеси в этом случае обуславливается не только случайными погрешностями измерения, но и тем, что само по себе массовое содержание добавки становится случайной величиной со своим законом распределения. Математическое ожидание массовой доли сенсибилизатора, прогнозируемое по доверительному интервалу, построенному на основании результатов выборочных наблюдений, при этом, строго говоря, уже не является реально существующим истинным значением массовой доли сенсибилизатора, действительно одинаковым для всех стограммовых зарядов, навески которых брались из разных «точек» заготовленной смеси. При этом процедура нахождения P<sub>0</sub> является только начальным этапом подготовки информации к принятию решения о возможности проведения намеченной серии экспериментов.

27.2. Сравнение двух экспериментально определяемых величин. В соответствии с нашими, достаточно упрощенными, представлениями о результатах наблюдения и измерения экспериментально найденные величины характеризуются двумя параметрами — математическим ожиданием и дисперсией. Поэтому при сравнении двух экспериментально найденных величин в общем случае необходимо сопоставлять значения и математических ожиданий, и дисперсий. Различие двух величин можно считать несущественным, если несущественны различия и математических ожиданий и дисперсии. Однако следует помнить, что достаточно часто практические задачи таковы, что можно ограничиться сравнением величин лишь по одному параметру: либо по математическому ожиданию, либо по дисперсии. Наиболее часто экспериментально получаемые величины сравнивают по математическим ожиданиям. Но и в этих случаях все равно необходимо осуществить, как предварительную процедуру, сравнение дисперсий сопоставляемых случайных величин.

**27.2.1.** Сравнение дисперсий двух экспериментально определяемых величин. Сравнение дисперсий  $\sigma_1^2$  и  $\sigma_2^2$  двух случайных величин (дисперсий двух генеральных совокупностей) основано на том, что выборочная дисперсия  $S_1^2$  ( $S_1$  — СКО наблюдения для выборки объемом  $n_1$  из первой генеральной совокупности) является оценкой  $\sigma_1^2$ , а выборочная дисперсия  $S_2^2$  ( $S_2$  — СКО наблюдения выборки объемом  $n_2$  из второй генеральной совокупности) является оценкой  $\sigma_2^2$ . При этом выборочные дисперсии  $S_1^2$ ,  $S_2^2$ , являющиеся случайными величинами, и генеральные дисперсии  $\sigma_1^2$ ,  $\sigma_2^2$  образуют соотношение

$$\mathbf{F} = \frac{S_1^2}{S_2^2} \cdot \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2},\tag{27.7}$$

значения которого подчиняются закону распределения Фишера (или F-распределению).

Это распределение зависит только от количества степеней свободы  $\nu_1 = n_1 - 1$  и  $\nu_2 = n_2 - 1$ . Значения квантилей распределения Фишера  $F_{\alpha}(\nu_1, \nu_2)$  приведены в таблицах, например, [1–3] (мы ограничились иллюстрациями фрагментов этих таблиц — таблицы 27.1–27.4).

	Уровень значимости 0,20										
$v_2$					$v_1$						
	1	2	3	4	5	6	12	24	$\infty$		
1	9,5	12,0	13,1	13,7	14,0	14,3	14,9	15,2	15,6		
2	3,6	4,0	4,2	4,2	4,3	4,3	4,4	4,4	4,5		
3	2,7	2,9	2,9	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0	3,0		
4	2,4	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,5	2,4	2,4		
5	2,2	2,3	2,3	2,2	2,2	2,2	2,2	2,2	2,1		
6	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	2,0	2,0	2,0		
7	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0	1,9	1,9	1,8		
8	2,0	2,0	2,0	1,9	1,9	1,9	1,8	1,8	1,7		
9	1,9	1,9	1,9	1,9	1,9	1,8	1,8	1,7	1,7		
10	1,9	1,9	1,9	1,8	1,8	1,8	1,7	1,7	1,6		
11	1,9	1,9	1,8	1,8	1,8	1,8	1,7	1,6	1,6		
12	1,8	1,8	1,8	1,8	1,7	1,7	1,7	1,6	1,5		
20	1,8	1,8	1,7	1,7	1,6	1,6	1,5	1,5	1,4		
30	1,7	1,7	1,6	1,6	1,6	1,5	1,5	1,4	1,3		
40	1,7	1,7	1,6	1,6	1,5	1,5	1,4	1,4	1,2		
60	1,7	1,7	1,6	1,6	1,5	1,5	1,4	1,3	1,2		
120	1,7	1,6	1,6	1,5	1,5	1,5	1,4	1,3	1,1		
$\infty$	1,6	1,6	1,6	1,5	1,5	1,4	1,3	1,2	1,0		

Таблица 27.1. Квантили распределения Фишера (P = 0.8;  $\alpha = 1 - P = 0.2$ )

В некоторых работах квантили  $F_{\alpha}(\nu_1,\nu_2)$  называют коэффициентами распределения Фишера и обозначают их как величины, зависящие

						$\nu_1$	_			_	
$\nu_2$	1	2	3	4	5	6	7	8	12	24	$\infty$
1	39,8	49,5	53,6	55,8	57,2	58,2	58,9	59,4	60,7	62,0	63,3
2	8,5	9,0	9,2	9,2	9,3	9,3	9,3	9,4	9,4	9,5	9,5
3	5,5	5,5	5,4	5,3	5,3	5,3	5,3	5,2	5,2	5,2	5,1
4	4,5	4,3	4,2	4,1	4,0	4,0	4,0	4,0	3,9	3,8	3,8
5	4,1	3,8	3,6	3,5	3,4	3,4	3,4	3,3	3,3	3,2	3,1
6	3,8	3,5	3,3	3,2	3,1	3,0	3,0	3,0	2,9	2,8	2,7
7	3,6	3,3	3,1	3,0	2,9	2,8	2,8	2,8	2,7	2,6	2,3
8	3,5	3,1	2,9	2,8	2,7	2,7	2,6	2,6	2,5	2,4	2,3
9	3,4	3,0	2,8	2,7	2,6	2,6	2,5	2,5	2,4	2,3	2,2
10	3,3	2,9	2,7	2,6	2,5	2,5	2,4	2,4	2,3	2,2	2,0
11	3,2	2,9	2,7	2,5	2,4	2,4	2,3	2,3	2,2	2,1	2,0
12	3,2	2,8	2,6	2,5	2,4	2,3	2,3	2,2	2,1	2,0	1,9
20	3,0	2,6	2,4	2,2	2,2	2,1	2,0	2,0	1,9	1,8	1,6
30	2,9	2,5	2,3	2,1	2,0	2,0	1,9	1,9	1,8	1,6	1,4
40	2,8	2,4	2,2	2,1	2,0	1,9	1,9	1,8	1,7	1,6	1,3
120	2,8	2,4	2,1	2,0	1,9	1,8	1,8	1,7	1,6	1,4	1,2
$\infty$	2,7	2,3	2,1	1,9	1,8	1,8	1,7	1,7	1,5	1.4	1,0

Таблица 27.2. Квантили распределения Фишера (P = 0.9;  $\alpha = 0.1$ )

от числа степеней свободы  $v_1$ ,  $v_2$  и уровня значимости  $\alpha = 1 - P$ :

$$F_{\alpha}(\nu_1,\nu_2) = \mathsf{F}(\nu_1,\nu_2,\alpha) = \mathsf{F}(\nu_1,\nu_2,(1-P))$$

Выражение (27.7) совместно с известными значениями квантилей или коэффициентов распределения Фишера позволяют по соотношению

или коэффициентов распределения Фишера позволяют по соотношению  $S_1^2$  и  $S_2^2$  (при известных  $n_1$  и  $n_2$ ) судить о соотношении  $\sigma_1^2$  и  $\sigma_2^2$ . Если на практике особенности влияния факторов, приводящих к различию или изменению дисперсий  $\sigma_1^2$  и  $\sigma_2^2$  таковы, что увеличению значения выборочной дисперсии  $S^2$  не может соответствовать уменьшение генеральной дисперсии  $\sigma^2$ , а увеличение  $S^2$  безусловно вызвано повышением  $\sigma^2$  (т. е. при  $S_1^2 > S_2^2$  заведомо невозможно неравенство  $\sigma^2^2 < \sigma^2$ ).  $\sigma_1^2 < \sigma_2^2)$ , то можно пользоваться следующим правилом при сравнении дисперсий.

Дисперсию  $\sigma_1^2$  первой генеральной совокупности, для выборки которой объемом  $n_1$  определена выборочная дисперсия  $S_1^2$ , на уровне значимости  $\alpha = 1 - P$  можно считать большей, чем дисперсия  $\sigma_2^2$ второй генеральной совокупности, для выборки которой объемом  $n_2$
	Уровень значимости 0,05										
$v_2$					$v_1$						
	1	2	3	4	5	6	12	24	$\infty$		
1	164,4	199,5	215,7	224,6	230,2	234,0	244,9	249,0	254,3		
2	18,5	19,2	19,2	19,3	19,3	19,3	19,4	19,5	19,5		
3	10,1	9,6	9,3	9,1	9,0	8,9	8,7	8,6	8,5		
4	7,7	6,9	6,6	6,4	6,3	6,2	5,9	5,8	5,6		
5	6,6	5,8	5,4	5,2	5,1	5,0	4,7	4,5	4,4		
6	6,0	5,1	4,8	4,5	4,4	4,3	4,0	3,8	3,7		
7	5,6	4,7	4,4	4,1	4,0	3,9	3,6	3,4	3,2		
8	5,3	4,5	4,1	3,8	3,7	3,6	3,3	3,1	2,9		
9	5,1	4,3	3,9	3,6	3,5	3,4	3,1	2,9	2,7		
10	5,0	4,1	3,7	3,5	3,3	3,2	2,9	2,7	2,5		
11	4,8	4,0	3,6	3,4	3,2	3,1	2,8	2,6	2,4		
12	4,8	3,9	3,5	3,3	3,1	3,0	2,7	2,5	2,3		
20	4,4	3,5	3,1	2,9	2,7	2,6	2,3	2,1	1,8		
30	4,2	3,3	2,9	2,7	2,5	2,4	2,1	1,9	1,6		
40	4,1	3,2	2,9	2,6	2,5	2,3	2,0	1,8	1,5		
120	3,9	3,1	2,7	2,5	2,3	2,2	1,8	1,6	1,3		
$\infty$	3,8	3,0	2,6	2,4	2,2	2,1	1,8	1,5	1,0		

Таблица 27.3. Квантили распределения Фишера (P = 0.95;  $\alpha = 0.05$ )

определена выборочная дисперсия  $S_2^2$ , если выполняется неравенство

$$\frac{S_1^2}{S_2^2} \ge F_{1-\alpha}(\nu_1, \nu_2), \quad \nu_1 = n_1 - 1, \quad \nu_2 = n_2 - 1.$$
(27.8)

Иными словами, при выполнении (27.8) нельзя считать различие  $\sigma_1^2$  и  $\sigma_2^2$  несущественным или незначимым. Следует обратить внимание при пользовании таблицами квантилей распределения Фишера на то, что  $F(\nu_1, \nu_2) \neq F(\nu_2, \nu_1)$ .

**Пример.** Из некоторых общих теоретических представлений о неидеальной детонации смесевых ВВ и механическом действии образующихся продуктов на прочные преграды следует, что по мере приближения диаметра заряда к критическому значению (при котором прекращается распространение детонации) должно наблюдаться уменьшение показателя бризантности действия (глубины отпечатка-вмятины x в стандартной плите, на которой устанавливают детонирующий заряд) и увеличение разброса значений этого показателя, характеризуемого выборочной дисперсией наблюдения  $S_x^2$ .

			1 0,01							
$v_2$	$v_1$									
	1	2	3	4	5	6	8	12	24	8
1	4052	4999	5403	5625	5764	5859	5981	6106	6234	6366
2	98,5	99,0	99,2	99,3	99,3	99,4	99,4	99,4	99,5	99,5
3	34,1	30,8	29,5	28,7	28,2	27,9	27,5	27,1	26,6	26,1
4	21,2	18,0	16,7	16,0	15,5	15,2	14,8	14,4	13,9	13,5
5	16,3	13,3	12,1	11,4	11,0	10,7	10,3	9,9	9,5	9,0
6	13,7	10,9	9,8	9,2	8,8	8,5	8,1	7,7	7,3	6,9
7	12,3	9,6	8,5	7,9	7,5	7,2	6,8	6,5	6,1	5,7
8	11,3	8,7	7,6	7,0	6,6	6,4	6,0	5,7	5,3	4,9
9	10,6	8,0	7,0	6,4	6,1	5,8	5,5	5,1	4,7	4,3
10	10,0	7,6	6,6	6,0	5,6	5,4	5,1	4,7	4,3	3,9
11	9,7	7,2	6,2	5,7	5,3	5,1	4,7	4,4	4,0	3,6
12	9,3	6,9	6,0	5,4	5,1	4,8	4,5	4,2	3,8	3,4
20	8,1	5,9	4,9	4,4	4,1	3,9	3,6	3,2	2,9	2,4
30	7,6	5,4	4,5	4,0	3,7	3,5	3,2	2,8	2,5	2,0
40	7,3	5,2	4,3	3,8	3,5	3,3	3,0	2,7	2,3	1,8
120	6,9	4,8	4,0	3,5	3,2	3,0	2,7	2,3	2,0	1,4
$\infty$	6,6	4,6	3,8	3,3	3,0	2,8	2,5	2,2	1,8	1,0

Таблица 27.4. Квантили распределения Фишера ( $P = 0.99; \alpha = 0.01$ )

В результате проведения двух серий экспериментов — с зарядом большого диаметра  $d_{\rm D}$  и малого диаметра  $d_{\rm M}$  — получены следующие результаты:

$$S_{
m XE}^2=0,08\,\,{
m mm}^2,\quad n_{
m E}=9$$
 и  $S_{
m XM}^2=0,15\,\,{
m mm}^2,\quad n_{
m M}=11.$ 

Можно ли считать полученные результаты подтверждением теоретических представлений о влиянии диаметра заряда на увеличение разброса значений показателя бризантности?

В соответствии с результатами эксперимента имеем

$$rac{S_{
m XM}^2}{S_{
m XB}^2} = rac{0.15}{0.08} = 1,88; \quad 
u_1 = 9 - 1 = 8; \quad 
u_2 = 11 - 1 = 10.$$

При значениях степеней свободы  $\nu_1 = 8$ ,  $\nu_2 = 10$  по таблицам найдем значения квантилей распределения Фишера, соответствующие доверительным вероятностям или уровням достоверности (доверия) P = 0.95; P = 0.9; P = 0.8:

$$F(8; 10; 0.95) = 3.35;$$
  $F(8; 10; 0.9) = 2.54;$   $F(8; 10; 0.8) = 1.8.$ 

Условие (27.8) выполняется только при доверительной вероятности P = 0,8 и «далеко не выполняется» при общепринятом значении доверительной вероятности P = 0,95. Поэтому следует сделать следующий вывод. На уровне доверительной вероятности P = 0,95 превышение значения  $S_{\rm XM}^2$  над  $S_{\rm XE}^2$  нельзя считать статистически значимым, т.е. получившимся не случайно, и полагать, что экспериментальные результаты подтверждают результаты теоретических рассуждений. В то же время на уровне доверительной вероятности P = 0,8 выборочная дисперсия  $S_{\rm XE}^2$  уже статистически значимо превышает  $S_{\rm XM}^2$ , т.е. уменьшение диаметра заряда проявляется в увеличении разброса значений показателей бризантности. Это значение P = 0,8 еще «не очень близко» к значению P = 0,5, когда уровень достоверности суждения или заключения можно было бы характеризовать выражением: «то ли да, то ли нет».

В заключение найдем значение  $S^2_{\rm XM}$ , при котором можно было бы заключить, что с уменьшением диаметра заряда произошло «действительное» увеличение разброса показателей бризантности, т.е. на уровне доверительной вероятности не хуже, чем P = 0,95. Это значение равно:

 $S_{\rm XM}^2 = S_{\rm XB}^2 \cdot \mathbf{F}(\nu_1, \nu_2, 0.95) = 0.08 \cdot 3.35 = 0.268 \approx 0.27 \,({\rm mm}^2).$ 

**27.2.2.** Сравнение математических ожиданий двух экспериментально определяемых независимых случайных величин  $\xi_1$  и  $\xi_2$ . После проведения экспериментов появляется возможность сравнения двух величин, в результате наблюдения которых получены следующие данные. Для случайной величины  $\xi_1$  с математическим ожиданием  $M\xi_1$ и дисперсией  $D\xi_1 = \sigma_1^2$  определены среднее  $\overline{x}_1$  и выборочная дисперсия  $S_1^2$  выборки объемом  $n_1$ , а для случайной величины  $\xi_2$  с математическим ожиданием  $M\xi_2$  и дисперсией  $D\xi_2 = \sigma_2^2$  — среднее  $\overline{x}_2$  и выборочная дисперсия  $S_2^2$  выборки объемом  $n_2$ . В результате сравнения величин  $\xi_1$  и  $\xi_2$  мы, как правило, прежде всего ожидаем узнать, на какую константу одна величина превышает другую, подразумевая при этом разницу, на которую отличаются математические ожидания  $M\xi_1$  и  $M\xi_2$ .

В силу того, что результаты наблюдений  $\overline{x}_1$  и  $\overline{x}_2$  так же, как и  $S_1^2$  и  $S_2^2$ , являются случайными величинами, то и абсолютная величина их разницы  $|\overline{x} - \overline{y}|$  является величиной случайной и ее значение можно использовать лишь для оценки разницы математических ожиданий  $M\xi_1$  и  $M\xi_2$ . Для того, чтобы получить выражения, с помощью которых можно давать оценку разницы  $M\xi_1$  и  $M\xi_2$ , вводят новую случайную величину  $\eta$ , являющуюся разницей величин  $\xi_1$  и  $\xi_2$ . Математическое ожидание этой случайной величины  $\eta$  сравнивают с константой аналогично тому, как это сделано в параграфе 27.1.

Для случайной величины  $\eta$  имеем

$$\mathsf{M}\eta = \mathsf{M}\xi_1 - \mathsf{M}\xi_2; \quad \mathsf{D}\eta = \mathsf{D}\xi_1 + \mathsf{D}\xi_2.$$

724

Перейдя к оценкам параметров случайных величин  $\xi_1$  и  $\xi_2$ , к которым относятся  $\overline{x}_1$ ,  $S_1^2$  и  $\overline{x}_2$ ,  $S_2^2$ , можно получить следующие правила для сравнения математических ожиданий двух случайных величин. Чтобы найти константу C, на которую с доверительной вероятностью  $P_0$  отличаются математические ожидания двух случайных величин  $\xi_1$  и  $\xi_2$ , необходимо вычислить значения «вспомогательных» величин:  $P = 2P_0 - 1$  и степени свободы  $\nu = n_1 - 1 + n_2 - 1 = n_1 + n_2 - 2$ , по которым находится значение коэффициента Стьюдента  $t(\nu, P)$ , а затем воспользоваться выражениями (27.9):

$$\begin{cases} \mathsf{P}(|\mathsf{M}\xi_{1} - \mathsf{M}\xi_{2}| \ge C) = P_{0}, \\ C = |\overline{x}_{1} - \overline{x}_{2}| - \sqrt{\left(\frac{1}{n_{1}} + \frac{1}{n_{2}}\right)\frac{1}{\nu}\left[(n_{1} - 1)S_{1}^{2} + (n_{2} - 1)S_{2}^{2}\right]} \cdot \mathsf{t}(\nu, P). \end{cases}$$
(27.9)

Для того чтобы найти вероятность  $P_0$ , с которой математические ожидания двух случайных величин  $\xi_1$  и  $\xi_2$  отличаются друг от друга на заданную константу C, необходимо вначале вычислить вспомогательные величины:

$$\nu = n_1 + n_2 - 2,$$

$$t^* = \frac{|\overline{x}_1 - \overline{x}_2| - C}{\sqrt{\left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}\right)\frac{1}{\nu}\left[(n_1 - 1)S_1^2 + (n_2 - 1)S_2^2\right]}}$$
(27.10)

и найти вспомогательную величину P, удовлетворяющую уравнению  $t^* = t \ (\nu, P).$ 

Искомая вероятность  $P_0$  находится как  $P_0 = (P+1)/2$ . Запишем решение этой задачи в виде системы:

$$\begin{cases} \frac{|\overline{x}_{1} - \overline{x}_{2}| - C}{\sqrt{\left(\frac{1}{n_{1}} + \frac{1}{n_{2}}\right)\frac{1}{\nu}\left[(n_{1} - 1)S_{1}^{2} + (n_{2} - 1)S_{2}^{2}\right]}} = \mathsf{t}\left(\nu, P\right); \quad P = 2P_{0} - 1;\\ \mathsf{P}\left(|\mathsf{M}\xi_{1} - \mathsf{M}\xi_{2}| \ge C\right) = P_{0} = (P + 1)/2. \end{cases}$$

$$(27.11)$$

Приведенными соотношениями можно пользоваться лишь в тех случаях, когда: 1) заранее известно, что большему значению ( $\overline{x}_1$  или  $\overline{x}_2$ ) не может соответствовать меньшее генеральное среднее (или математическое ожидание соответствующей случайной величины); 2) дисперсии двух случайных величин совпадают, что соответствует незначимости различия  $S_1^2$  и  $S_2^2$ , проверяемого с помощью соотношения (27.8).

Если проверка с помощью (27.8) показывает, что различие  $S_1^2$  и  $S_2^2$  значимо и, следовательно, дисперсии случайных величин не совпадают, т.е.  $D\xi_1 \neq D\xi_2$ , то приведенные выше правила непригодны и надо пользоваться иными приближенными решениями. Так, например, для проверки гипотезы о том, что две случайные величины (их математиче-

ские ожидания) отличаются на константу, большую нуля, используют проверку соотношения:

$$|x_{1} - x_{2}| > \frac{\left(S_{1}^{2}/n_{1}\right) \cdot t_{1-\alpha}(\nu_{1}) + \left(S_{2}^{2}/n_{2}\right) \cdot t_{1-\alpha}(\nu_{2})}{\sqrt{S_{1}^{2}/n_{1} + S_{2}^{2}/n_{2}}};$$

$$\nu_{1} = n_{1} - 1; \quad \nu_{2} = n_{2} - 1; \quad \alpha = 1 - P_{0}.$$
(27.12)

Выполнение неравенства говорит о том, что математические ожидания величин  $\xi_1$  и  $\xi_2$  отличаются на величину, отличную от нуля. Иными словами, гипотеза о том, что математические ожидания двух величин одинаковы или их разница равна нулю неверна, эту гипотезу надо отбросить. Если заранее неизвестно, что большему выборочному значению не может соответствовать меньшее генеральное среднее (математическое ожидание), то в (27.12) следует  $\alpha$  заменить на  $\alpha/2$ .

**Пример.** Сравнить время пробега фронта детонационной волны по высокоплотному поликристаллическому заряду ВВ, помещенному в трубки одинакового внутреннего диаметра, но изготовленные из полиэтилена и из стали, если известно, что стальная оболочка повышает скорость распространения детонации в зарядах малого диаметра. В результате эксперимента получено:

- для заряда в полиэтиленовой оболочке:  $\overline{x}_1 = 31,65$  мкс;  $S_1^2 = = 0,66$  мкс<sup>2</sup>;  $n_1 = 13$ ;
- для заряда в стальной оболочке:  $\overline{x}_2 = 30,40$  мкс;  $S_2^2 = 0,80$  мкс<sup>2</sup>;  $n_2 = 13$ .

Проведем сравнение дисперсий, используя таблицы коэффициентов распределения Фишера:

$$\frac{S_2^2}{S_1^2} = \frac{0.80}{0.66} = 1,21 < \mathsf{F}(13;13;0,05) = 27.$$

Неравенство (27.8) не выполняется, следовательно, различие дисперсий нельзя считать значимым на уровне значимости  $\alpha = 0,05$ . На основании этого заключения и замечания о влиянии материала оболочки на скорость детонации и на время ее пробега по заряду используем формулы (27.9) или (27.11). Предварительно вычислим

$$\nu = n_1 - 1 + n_2 - 1 = n_1 + n_2 - 2 = 13 + 13 - 2 = 24,$$

$$\begin{split} \sqrt{\left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}\right)\frac{1}{\nu}\left[\left(n_1 - 1\right)S_1^2 + \left(n_2 - 1\right)S_2^2\right]} &= \\ &= \sqrt{\left(\frac{1}{13} + \frac{1}{13}\right)\frac{1}{24}\left[\left(13 - 1\right)0,66 + \left(13 - 1\right)0,80\right]} = 0,335 \,(\text{mkc}). \end{split}$$

Сначала, задаваясь доверительными вероятностями  $P_0$ , найдем значения констант, на которые могут отличаться математические ожидания времени пробега при этих доверительных вероятностях. Пусть

 $P_0 = 0,95$ , тогда  $P = 2P_0 - 1 = 2 \cdot 0,95 - 1 = 0,9$ . По значениям  $\nu = 24$  и P = 0,9 (уровень значимости 1 - 0,9 = 0,1) находим значения коэффициента Стьюдента  $t(\nu, P)$  или квантили  $t_{1+P} (\nu) = t_{1-\frac{\alpha}{2}} (\nu)$ :

$$\mathsf{t}\left(\nu,P\right)=\mathsf{t}(24;0,9)=t_{\frac{1+0.9}{2}}(24)=t_{1-\frac{0.1}{2}}(24)=t_{0.95}(24)=1,71.$$

Этой квантили соответствует значение константы *C*, на которую отличаются математические ожидания времени пробега:

$$\begin{split} C &= |\overline{x}_1 - \overline{x}_2| - \sqrt{\left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}\right)\frac{1}{\nu}\left[\left(n_1 - 1\right)S_1^2 + \left(n_2 - 1\right)S_2^2\right]} \cdot t_P\left(\nu\right) = \\ &= |31,65 - 30,4| - 0,335 \cdot 1,71 = 0,677 \approx 0,68 \,(\text{мкc}). \end{split}$$

Зададимся теперь меньшим уровнем доверительной вероятности  $P_0 = 0.9$ . Тогда аналогичным образом получим  $2P_0 - 1 = 0.8$  и t  $(24; 0.8) = t_{1+0.8}(24) = 1.32$ . Отсюда

$$C = |31,65 - 30,4| - 0,335 \cdot 1,32 = 0,808 \approx 0,81$$
 (мкс).

Нетрудно увидеть, что уменьшение доверительной вероятности (понижение надежности прогноза) сопряжено с увеличением эффекта влияния материала оболочки на разницу времен пробега детонационной волны по заряду ВВ. И наоборот, повышение надежности прогноза изменения времени пробега волны по заряду сопряжено с существенным снижением разницы математических ожиданий времен пробега относительно разницы средних выборок  $|\overline{x}_1 - \overline{x}_2| = 1,25$  мкс.

К сравнению математических ожиданий можно подойти по другому: найти доверительную вероятность  $P_0$ , с которой разница между ними равна заданной величине. Имеем как и ранее:

$$u = 24,$$

$$\sqrt{\left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}\right)\frac{1}{\nu}\left[\left(n_1 - 1\right)S_1^2 + \left(n_2 - 1\right)S_2^2\right]} = 0.335 \,(\text{мкc}).$$

Зададимся значением C = 0,7 мкс и вычислим  $t^*$  по уравнению (27.10):

$$\frac{|31,65-30,4|-0,7}{0,335} = 1,642.$$

Находим решение уравнения

$$1,642 = t(24, P) = t_{\frac{1+P}{2}}(24),$$

используя линейную интерполяцию табличных данных:

$$P = 0.9 - (0.9 - 0.8)\frac{1.71 - 1.642}{1.71 - 1.32} = 0.882.$$

По значению Р находим искомое значение вероятности Ро:

$$P_0 = (1+P)/2 = (1+0.882)/2 = 0.94$$

и соответствующий ей уровень значимости  $\alpha = 1 - P_0 = 0.06$ .

Если мы (умышленно) начнем занижать прогнозируемый эффект влияния материала оболочки заряда на время пробега детонационным фронтом заданного пути, то значение  $P_0$ , т.е. надежность прогноза, будет увеличиваться.

Подставив предельное значение константы C = 0, получим уравнение:

$$\frac{|31,65-30,4|-0}{0,335} = 3,73 = \mathsf{t}(24,P)$$

и соответственно

$$P_0 = (1+P)/2 = (1+0.9988)/2 = 0.9994,$$

а следовательно, и уровень значимости  $\alpha = 1 - P_0 = 0,0006$ .

Этот результат можно интерпретировать следующим образом. Вероятность того, что стальная оболочка не повлияла на время движения детонационного фронта, и, соответственно, на скорость детонации, равна 0,0006 (это очень малая вероятность). Поэтому можно считать, что приведенные результаты измерения свидетельствуют о том, что стальная оболочка вызывает уменьшение времени пробега детонации по заряду ВВ и, соответственно, увеличение скорости детонации заряда.

Однако если средние выборок были бы равны не  $\overline{x}_1 = 31,65$  мкс и  $\overline{x}_2 = 30,4$  мкс, а  $\overline{x}_1 = 31,0$  мкс и  $\overline{x}_2 = 30,4$  мкс, то задавшись C = 0, мы получили бы  $P_0 = 0,955$  и уровень значимости  $1 - P_0 = 0,045$ . Это означало бы, что гипотеза о совпадении математических ожиданий  $M\xi_1$  и  $M\xi_2$  (или незначимости их расхождения) выполнялась с вероятностью 0,045. Такую вероятность в некоторых случаях уже нельзя считать ничтожной и категорично отбрасывать предположение о случайности появления различия средних. Иными словами, если бы экспериментальные значения времен пробега детонационных волн по зарядам BB оказались равными 31,0 и 30,4 мкс, то они уже не давали бы основания считать с высокой степенью достоверности, что стальная оболочка приводит к увеличению скорости детонации.

**27.3. Установление наличия и количественное описание связи между величинами при экспериментальных исследованиях.** Экспериментальные исследования часто бывают сопряжены с установлением наличия связи между величинами, в том числе и случайными, и уже затем при ее обнаружении приступают к описанию зависимости между исследуемыми величинами.

Первая часть исследования, являющаяся часто лишь подготовительной ступенью построения математической модели связи двух величин, осуществляется с использованием методов дисперсионного и коррекционного анализов. После установления наличия связи двух величин при построении модели зависимости между ними прибегают к методу регрессионного анализа.

Методы дисперсионного, корреляционного и регрессионного анализов являются предметами детального и достаточно продолжительного изучения в курсе математической статистики. Наша задача сводится к ознакомлению с основами этих методов в том минимальном объеме, который позволяет дать представление о месте методов математической статистики в практической деятельности экспериментатора, помогает решать простейшие задачи, и, надеемся, послужит лучшей ориентации при начале самостоятельного изучения математической статистики.

27.3.1. Дисперсионный анализ. Дисперсионный анализ является статистическим методом установления влияния изменяющегося фактора (факторов) на результат экспериментов. К дисперсионному анализу обычно прибегают в тех случаях, когда величину, влияние которой на другую подвергают анализу, крайне трудно или невозможно описать количественным образом и приходится характеризовать ее как некоторый фактор, принимающий различные уровни. Влияние факторов, действующих на наблюдаемую величину у, может приводить к изменению как ее математического ожидания или истинного результата наблюдения a, так и дисперсии наблюдения или  $\sigma^2$ . При дисперсионном анализе предполагается, что дисперсия  $\sigma^2$  остается неизменной, что обычно оправдано использованием при наблюдениях одних и тех же приборов. В случае значимых изменений  $\sigma^2$  производят соответствующее преобразование наблюдаемой величины с помощью специально избираемых функций, в результате использования которых дисперсия преобразованной величины изменяется незначимо. При дисперсионном анализе также предполагается нормальное распределение случайных ошибок измерения.

Рассмотрим влияния фактора, значения которого или уровни которого обозначим  $\Phi_i$ , на генеральное среднее наблюдаемой величины y. Для этого введем в качестве показателя этого влияния величину, называемую дисперсией изучаемого фактора  $\Phi$ . Допустим, что при изменении значений (уровней) фактора  $\Phi$  на его различных уровнях  $\Phi_i$  получена серия истинных результатов наблюдения величины y:  $a_1, a_2, ..., a_i, ..., a_k$ , среднее арифметическое которых равно

$$\overline{a} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^{k} a_i$$

Дисперсией изучаемого фактора  $\Phi$  называется число  $\sigma_{\Phi}^2$ :

$$\sigma_{\Phi}^2 = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k (a_i - \overline{a})^2.$$

Это название дано по аналогии с дисперсией случайной величины x, несмотря на то, что значения  $a_i$  — это просто различные

истинные значения, а не случайные значения элементов выборки из генеральной совокупности.

Изучение влияния переменного фактора по его дисперсии (или влияния переменных факторов по их дисперсиям, если наблюдаемая величина «у» предположительно подвергается влиянию нескольких факторов) называется дисперсионным анализом.

Однофакторный дисперсионный анализ с известной дисперсией наблюдения случайной величины. Проще всего обнаружить влияние фактора  $\Phi$  на величину «у», или связь между фактором  $\Phi$  и наблюдаемой величиной «у», если дисперсия наблюдения  $\sigma^2$  аранее известна, и исследуется влияние одного переменного фактора  $\Phi$ . Для этого, изменяя уровни фактора  $\Phi$  (или значения фактора), получим результаты однократных наблюдений  $y_1, y_2, ..., y_k$  и вычислим выборочную дисперсию:

$$S^{2} = \frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^{k} (y_{i} - \overline{y})^{2}; \quad \overline{y} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^{k} y_{i},$$

число степеней свободы которой  $\nu = k - 1$ .

Эта выборочная дисперсия является оценкой дисперсии наблюдения, которая вмещает в себя влияние случайности (отражаемого дисперсией  $\sigma^2$ ) и эффект влияния фактора  $\Phi$  (отражаемый дисперсией  $\sigma_{\Phi}^2$ ). Поэтому

$$S^2 \approx \sigma^2 + \sigma_{\Phi}^2. \tag{27.13}$$

Чем больше  $S^2$  отличается от  $\sigma^2$ , тем больше  $\sigma_{\Phi}^2$ . Признаком сильного влияния изменения фактора  $\Phi$  на изменение результата наблюдения (большого значения  $\sigma_{\Phi}^2$ ) является значимое превышение  $S^2$  над  $\sigma^2$ . Значимость различия дисперсий —  $S^2$  с числом степеней свободы  $\nu_S = k - 1$  и  $\sigma^2$  с числом степеней свободы  $\nu = \infty$  — проверяется с использованием распределения Фишера (критерия Фишера).

**Пример.** При измерении электрического сопротивления образца материала, предполагаемого для использования при изготовлении чувствительного элемента датчика давления, последовательно прикладывались гидростатические давления, возрастающие с шагом 50 МПа. Получены значения относительного изменения омического сопротивления  $\Delta R/R_0$ : 1; 0,97; 0,98; 0,96; 0,95; 0,93. Погрешность измерения относительного падения сопротивления характеризовалась стандартом  $\sigma = 0,02$ . Необходимо сделать выводы по результатам эксперимента.

Обработав выборку, получим выборочную дисперсию  $S^2 = 0,0006$  и сравним ее с  $\sigma^2$ . Для этого, предварительно задавшись доверительной вероятностью P = 0,95, найдем значение коэффициента Фишера:  $F(5,\infty;0,95) = 2,2$ . При полученных результатах наблюдений выполняется соотношение:

$$rac{S^2}{\sigma^2} = rac{0,0006}{0,02^2} = 1,5 < \mathsf{F}(5,\infty;0,95)$$
 .

Отсюда следует вывод об отсутствии значимого отличия  $S^2$  от  $\sigma^2$ . Наблюдаемые в эксперименте изменения сопротивления могли иметь случайный характер. Поэтому нет оснований считать, что сопротивление чувствительного элемента датчика давления из этого материала будет значимо изменяться с изменением давления. Следовательно, датчик с чувствительным элементом из этого материала будет непригоден для измерения давления.

Однофакторный анализ с использованием оценки дисперсии наблюдения случайной величины по данным конкретного исследования. Рассмотрим случай, когда дисперсия  $\sigma^2$  (эффект случайности) заранее неизвестна и необходима ее оценка по данным конкретного исследования. В таком случае для получения наиболее простых расчетных формул количество наблюдений в каждой *i*-й серии для разных значений уровней фактора  $\Phi_i$  берут одинаковым и равным *n* (табл. 27.5).

Номер наблюдения	Уровень фактора						
J	$\Phi_1$	$\Phi_2$		$\Phi_i$		$\Phi_k$	
1	$y_{11}$	$y_{21}$		$y_{i1}$		$y_{k1}$	
2	$y_{12}$	$y_{22}$		y <sub>i2</sub>		$y_{k2}$	
	•						
j	$y_{1j}$	$y_{2j}$		$y_{ij}$		$y_{kj}$	
	•						
	•						
	•						
n	$y_{1n}$	$y_{2n}$		$y_{in}$		$y_{kn}$	
$\overline{y}$	$\overline{y}_1$	$\overline{y}_2$		$\overline{y}_i$		$\overline{y}_k$	

Таблица	27.5.	Схема	наблюдения	И	записи	результатов	эксперимента	для
	yc	тановле	ения влияния	ф	актора 🤇	Ф на величин	iy y	

Среднее значений наблюдений на i-м уровне фактора  $\Phi_i$  обозначим  $\overline{y}_i$ :

$$\overline{y}_i = \frac{y_{i1} + y_{i2} + \ldots + y_{in}}{n}$$

Среднее значение всех измерений при всех уровнях фактора  $\Phi$  обозначим  $\overline{\overline{y}}$ :

$$\overline{\overline{y}} = \frac{1}{kn} \sum_{i=1}^{k} \sum_{j=1}^{n} y_{ij} = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^{k} \overline{y}_i.$$

Общее количество всех наблюдений  $N = k \cdot n$ .

При такой схеме наблюдений получаем общую выборочную дисперсию всех наблюдений

$$S^{2} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{k} \sum_{j=1}^{n} \left( y_{ij} - \overline{\overline{y}} \right)^{2}$$

и выборочные дисперсии для серий при каждом *i*-м уровне фактора Ф:

$$S_i^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{j=1}^n \left( y_{ij} - \overline{y}_i \right)^2$$

Если между дисперсиями  $S_i^2$  нет значимых различий, то их можно использовать для оценки генеральной дисперсии  $\sigma^2 \approx S_0^2$ :

$$S_0^2 = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k S_i^2$$

Дисперсия  $S_0^2$  имеет  $\nu = k(n-1)$  степеней свободы.

Приближенную оценку дисперсии фактора  $\Phi$  можно было бы дать из соотношения  $\sigma_{\Phi}^2 \approx S^2 - S_0^2$ , которое следует из (27.13), однако применяют более точную оценку:

$$\sigma_{\Phi}^2 \approx \frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k \left( \overline{y}_i - \overline{\overline{y}} \right)^2 - \frac{\sigma^2}{n} \approx \frac{1}{k-1} \sum_{i=1}^k \left( \overline{y}_i - \overline{\overline{y}} \right)^2 - \frac{S_0^2}{n}$$

так как дисперсия случайности для средних значений в *n* раз меньше, чем для отдельных наблюдений.

Введем в рассмотрение величину  $S_{\Phi}^2$ , являющуюся дисперсией с  $\nu = k-1$  степенями свободы

$$S_{\Phi}^2 = \frac{n}{k-1} \sum_{i=1}^k \left(\overline{y}_i - \overline{\overline{y}}\right)^2 = n\sigma_{\Phi}^2 + S_0^2.$$

Для того чтобы влияние фактора  $\Phi$  было значимым, необходимо и достаточно, чтобы выборочная дисперсия  $S_{\Phi}^2$  значимо отличалась от  $S_0^2$ . Сравнение  $S_{\Phi}^2$  и  $S_0^2$  проводится по критерию Фишера. Влияние фактора  $\Phi$  получается значимым на уровне значимости  $\alpha$ , если

$$\frac{S_{\Phi}^2}{S_0^2} > \mathsf{F}(\nu_{\Phi}, \nu_0, 1 - \alpha),$$

где  $\nu_{\Phi} = k - 1$  — число степеней свободы  $S^2_{\Phi}$ ,  $\nu_0 = k(n-1)$  — число степеней свободы  $S^2_0$ .

**27.3.2.** Стохастическая связь и понятие о корреляционном анализе. На практике инженерам и исследователям приходится иметь дело с двумя категориями зависимостей между величинами: функциональными и стохастическими. При функциональных зависимостях, выражаемых с помощью понятия функции, например,  $y = \varphi(x)$ , каждому допустимому значению одной переменой величины соответствует

вполне определенное, одно и только одно значение другой величины. Если хотя бы одна из двух величин является случайной, то связь между ними является совершенно иной, особой и называется стохастической. При этой связи с изменением одной величины меняется распределение другой величины. Изменение случайной величины  $\eta$ , соответствующее изменению другой величины, которую мы будем считать так же случайной  $\xi$ , можно разделить на две компоненты: случайную и стохастическую.

Случайная компонента связана с отклонениями «собственных» случайных факторов, которые определяют только  $\eta$  распределение (эта компонента может не меняться). Стохастическая компонента связана с отклонениями другой величины.

Если стохастическая компонента отсутствует, то величины  $\xi$  и  $\eta$  независимы или «связь между ними случайная». Если стохастическая компонента не равна нулю, то между этими величинами существует стохастическая связь. Соотношение между стохастической и случайной компонентами определяет силу связи между двумя величинами (при функциональных связях такое понятие отсутствует). Среди показателей, с помощью которых характеризуют стохастическую связь, важнейшим является коэффициент корреляции. В основу вывода выражения для этого показателя положен анализ верного признака наличия зависимости между двумя случайными величинами — отсутствие равенства дисперсии суммы двух случайных величин сумме дисперсий этих величин:

$$\mathsf{D}\left(\xi+\eta\right) \neq \mathsf{D}\xi + \mathsf{D}\eta. \tag{27.14}$$

Часть стохастической связи, сказывающаяся на отличии  $D(\xi + \eta)$  от  $(D\xi + D\eta)$ , называется корреляцией. Она отражает связь средних значений изменяющихся случайных величин. Из формулы (27.14) с использованием выражения для связи дисперсии и математического ожидания случайной величины (например,  $D\xi = M\xi^2 - (M\xi)^2$ ) можно получить условие существования зависимости между  $\xi$  и  $\eta$  в виде:

$$\mathsf{M}\left[\left(\xi - \mathsf{M}\xi\right)\left(\eta - \mathsf{M}\eta\right)\right] \neq 0. \tag{27.15}$$

Для удобства практического обращения левую часть (27.15) обезразмеривают и получают величину  $\rho$ , называемую коэффициентом корреляции:

$$\rho = \frac{\mathsf{M}\left[\left(\xi - \mathsf{M}\xi\right)\left(\eta - \mathsf{M}\eta\right)\right]}{\sqrt{\mathsf{D}\xi \cdot \mathsf{D}\eta}}.$$
(27.16)

Коэффициент корреляции лежит в интервале от -1 до +1:  $-1 \leq \leq \rho \leq +1$ . Отличие коэффициента корреляции от нуля ( $\rho \neq 0$ ) является признаком наличия связи или зависимости между двумя случайными величинами. Увеличение абсолютного значения коэффициента корреляции соответствует усилению корреляции (часто говорят о усилении корреляции между двумя случайными величинами). Если  $\rho < 0$ , то существует тенденция уменьшения значений величины  $\eta$  с увеличе-

нием значений величины  $\xi$ , иными словами, с возрастанием  $\xi$  величина  $\eta$  убывает с точностью до случайных отклонений. Если  $\rho > 0$ , то существует тенденция одновременного увеличения или убывания значений обеих величин. Значение  $\rho = \pm 1$  соответствует максимальной корреляции, при которой связь между величинами становится уже функциональной, но обязательно линейной.

Из соотношения  $\rho = 0$  в общем случае не следует независимость величин  $\xi$  и  $\eta$ . При нулевых значениях коэффициента корреляции или значениях, меньших единицы, между величинами может существовать функциональная зависимость, например, квадратичная и без следа случайности. Лишь в случае нормальности распределения собственных случайных отклонений  $\xi$  и  $\eta$  равенство  $\rho = 0$  означает их независимость. Но если две величины независимы, то обязательно  $\rho = 0$ . Иными словами, очень малые, незначительные отличия коэффициента корреляции от нуля соответствуют в равной степени как слишком большой нелинейности («криволинейности») зависимости между величинами  $\xi$  и  $\eta$ , так и случайности их связи между собой.

На практике наличие и силу связи двух величин устанавливают не по коэффициенту корреляции  $\rho$ , а по его выборочному значению r, вычисляемому по данным наблюдения. Предположим, что проведено nнаблюдений, в каждом из которых регистрировалась пара выборочных значений величин  $\xi$  и  $\eta$ :  $(x_1, y_1)$ ;  $(x_2, y_2)$ ; ...;  $(x_i, y_i)$ ; ...;  $(x_n, y_n)$ . Тогда выборочный коэффициент корреляции вычисляется по формуле:

$$r = \frac{\sum \left(x_i - \overline{x}\right) \left(y_i - \overline{y}\right)}{\left(n - 1\right) S_x S_y},\tag{27.17}$$

где

$$\overline{x} = \frac{1}{n} \sum x_i, \quad \overline{y} = \frac{1}{n} \sum y_i,$$
$$S_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum (x_i - \overline{x})^2, \quad S_y^2 = \frac{1}{n-1} \sum (y_i - \overline{y})^2.$$

Выборочный коэффициент корреляции r является случайной величиной, значение которой приблизительно равно значению генерального коэффициента корреляции  $\rho$  и позволяет проверить гипотезу о равенстве  $\rho = 0$ , т. е. гипотезу о том, что случайные величины с нормальным распределением отклонений являются независимыми или зависимость между величинами, распределение отклонений которых отлично от нормального, существенно «криволинейна».

Для проверки этой гипотезы используют случайную величину

$$t = \frac{r\sqrt{n-2}}{\sqrt{1-r^2}},$$

которая имеет распределение Стьюдента с числом степеней свободы  $\nu=n-2.$ 

Если выполняется условие:

$$\frac{|r|\sqrt{n-2}}{\sqrt{1-r^2}} < t_{1-\frac{\alpha}{2}}(n-2), \tag{27.18}$$

то на уровне значимости  $\alpha$  принимается справедливость гипотезы о независимости случайных величин ( $\rho = 0$ ).

27.3.3. Линейная регрессия. Метод наименьших квадратов. Построение линейных эмпирических зависимостей между двумя величинами методом наименьших квадратов. После выявления наличия связи между двумя случайными величинами исследователи стремятся получить количественное описание зависимости одной величины от другой для того, чтобы в дальнейшем рассматривать ее как математическую модель некоторого процесса или объекта.

Исходя из интуитивных соображений, одну из случайных величин принимают за входную переменную (входной фактор или по аналогии с функциональной зависимостью за аргумент), а другую величину за выходную переменную, или отклик. При этом входную переменную условно начинают рассматривать уже не как случайную величину. Этим самым, отметив одновременно значения двух величин  $\xi$  и  $\eta$  и начиная сопоставлять эти значения, все ошибки измерения относят к величине  $\eta$  — отклику. Ошибка наблюдения величины  $\eta$  начинает складываться из ее собственных случайных отклонений и из ошибки, возникающей из-за того, что она стала сопоставляться не совсем с тем значением  $\xi$ , что наблюдалось на самом деле. Такой прием позволяет перейти от сопоставления двух случайных величин к зависимости случайной величины  $\eta$  от неслучайного параметра  $\xi$ . Каждому значению x параметра  $\xi$  отвечает «своя» функция распределения случайной величины  $\eta$ .

Проще всего исследовать зависимость между  $\eta$  и  $\xi$ , когда при каждом значении x случайной величины  $\xi$  зависимость F(y) является функцией с нормальным распределением или очень близка к таковой. В этом случае случайная величина  $\eta$  характеризуется двумя параметрами: математическим ожиданием или истинной величиной ( $M\eta$  или  $a_y$ ) и дисперсией ( $\sigma_y^2$ ), а описание зависимости  $\eta$  от  $\xi$  сводится к нахождению двух функций:

$$a_{y} = \psi_{y}\left(x\right)$$
 и  $\sigma_{y}^{2} = \varphi_{y}\left(x\right)$ .

Наиболее важной является зависимость  $a_y = \psi_y(x)$ , т.е. зависимость математического ожидания **М** $\eta$  от значений x другой величины  $\xi$ . Эта зависимость называется регрессией или истинной зависимостью величин  $\eta$  и  $\xi$ , лишенной каких-либо следов случайности (кривая 1 на рис. 27.2). Зависимость  $\sigma_y^2 = \varphi_y(x)$  нужна лишь для оценки точности результата.

На основании реального эксперимента можно построить только приближенную регрессию. В действительности при каждом значении  $x_i$  случайной величины  $\xi$  мы можем получить лишь выборки



Рис. 27.2. Истинная зависимость или регрессия (1) и приближенная регрессия (2) для двух величин  $\eta$  и  $\xi$  (y — значения величины  $\eta$ , x — значения величины  $\xi$ ); обозначено  $\Box$  — математическое ожидание, O — среднее выборки

ограниченного объема из генеральной совокупности значений величины  $\eta$  и, обработав эти выборки, найти для каждого  $x_i$  средние значения  $\overline{y}_i$ , i = 1, 2, ..., n, которые отображены на рис. 27.2 большими кружками. Эти «точки» заведомо не принадлежат графику регрессии  $a_y = \psi_y(x)$ , который проходит через точки, изображенные квадратами отображающими «истинные» значения (математические ожидания) случайной величины  $\eta$  при различных  $x_i$ . При поиске выражения для приближенной регрессии  $y = y(x) \approx \psi(x)$  на основании выборок из генеральной совокупности значений  $\eta$  учитывают отсутствие смысла в проведении ее графика (кривая 2 на рис. 27.2) через средние значения выборок:  $\overline{y}_1, \overline{y}_2, ..., \overline{y}_n$ , получаемые при различных  $x_i$ . Действительно, если средние выборок практически никогда не равны математическим ожиданиям, то линия, проведенная через точки, которые отображают средние выборок:  $\overline{y}_1, \overline{y}_2, ..., \overline{y}_n$ , заведомо не может быть графиком истинной зависимости величин  $\eta$  и  $\xi$ :  $a_y = \psi_y(x)$ .

Функцию y = y(x), или приближенную регрессию обычно подбирают так, чтобы сумма квадратов отклонений в направлении оси y выборочных экспериментальных точек (с координатами  $x_i, y_i$ ) от искомой приближенной регрессии была минимальной, т.е. так, чтобы выполнялось условие:

$$\sum_{i=1}^{n} \left[ y_i - y(x_i) \right]^2 = \min.$$
 (27.19)

Величина  $\sum$  является одной из мер отклонений результатов, предсказываемых функций y = y(x), от истинных значений.

Функции D ищут в виде аналитических выражений, в которых значения коэффициентов сначала неопределенны. Каждый из этих коэффициентов может быть найден с помощью элементов экспери-

ментально получаемой выборки объемом n, и поэтому каждый из них представляет некоторую связь, накладываемую на эту выборку. Отсюда следует, что число связей, накладываемых функцией y = y(x)на выборку, равно числу коэффициентов, входящих в аналитическое выражение. Например, для многочлена степени N число связей равно N + 1.

Если при поиске лучших функций y = y(x) мы рассматриваем зависимости с различным количеством определяемых коэффициентов N + 1, то необходимо учитывать возможность уменьшения действительной меры отклонений результатов от истинных значений дисперсии D:

$$D = \frac{\sum}{n - (N+1)}.$$

По этой причине не всегда усложнение вида функций y = y(x), связанное с увеличением количества коэффициентов, в них входящих, например, увеличение показателей степеней многочленов (N), вызывает приближение к истинной регрессии.

В большинстве случаев при поиске функций, являющихся приближенными регрессиями, удается ограничиться линейными зависимостями  $y = A_0 + A_1 x$ , каждая из которых содержит всего два коэффициента: (N + 1 = 2). Это уравнение носит название линейной регрессии (строго говоря, приближенной линейной регрессии).

Коэффициенты линейной регрессии, как и при других формах функций y = y(x), например, полиномиальных более высокой степени N, находятся решением системы так называемых нормальных уравнений:

$$\frac{\partial \sum}{\partial A_0} = 0,$$
$$\frac{\partial \sum}{\partial A_1} = 0,$$
$$\dots$$
$$\frac{\partial \sum}{\partial A_N} = 0.$$

Эта система уравнений является необходимым условием для нахождения минимума дифференцируемой функции многих переменных (левой части выражения (27.19)). Решение системы нормальных уравнений позволяет найти искомые значения коэффициентов регрессии.

В случае линейной регрессии система нормальных уравнений, решение которой дает выражения для  $A_0$  и  $A_1$ , имеет вид:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^{n} y_i - \sum_{i=1}^{n} (A_0 + A_1 x_i) = 0, \\ \sum_{i=1}^{n} y_i x_i - \sum_{i=1}^{n} (A_0 + A_1 x_i) x_i = 0. \end{cases}$$
(27.20)

24 С.Г. Андреев, М.М. Бойко, В.В. Селиванов

Для непосредственного вычисления значений  $A_0$  и  $A_1$  по значениям элементов выборки  $(x_1, y_1), (x_2, y_2), \ldots, (x_n, y_n)$  используются различные формы записи выражений, которые являются решениями системы (27.20). Мы приведем эти решения в форме:

$$A_1 = \frac{\sum_{i=1}^{1^n} (x_i - \overline{x})(y_i - \overline{y})}{\sum_{i=1}^{1^n} (x_i - \overline{x})^2},$$
  
$$A_0 = \overline{y} - A_1 \overline{x},$$
  
$$\overline{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{1^n} x_i, \quad \overline{y} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{1^n} y_i.$$

Линия регрессии всегда проходит через среднюю точку ( $\overline{x}, \overline{y}$ ) выборочного одновременного наблюдения величин  $\eta$  и  $\xi$  (рис. 27.3,  $\delta$  и рис. 27.3, s).



Рис. 27.3. Выборочные точки одновременного наблюдения в эксперименте двух величин  $\eta$  и  $\xi$  (*a*), результат построения по ним приближенной линейной регрессии (*б*), доверительная область с ее границами для положения линейной регрессии с доверительной вероятностью *P* (*в*): 1 и 2 — расчетные точки, полученные при математическом моделировании некоторого процесса или объекта, требующие проверки их согласования с результатами эксперимента

Значения  $y_i$  координат выборочных точек являются случайными величинами, и поэтому значения величин  $\overline{y}$ ,  $A_0$  и  $A_1$  являются также случайными. Для этих величин можно вычислить доверительные интервалы при задаваемых уровнях значимости  $\alpha$  (или доверительной вероятности  $P = 1 - \alpha$ ). Из случайности значений этих величин следует случайность положения линии приближенной регрессии.

По аналогии с доверительными интервалами коэффициентов регрессии можно ввести в рассмотрение доверительную область, в которой с доверительной вероятностью P (уровнем значимости  $\alpha = 1 - P$ ) лежит линия истинной зависимости  $\eta$  и  $\xi$  (заштрихованная область на рис. 27.3, s) и построить доверительные границы этой области.

Наличие лишь одной приближенной регрессии (без доверительных границ области расположения истинной регрессии) при отсутствии первичных экспериментальных точек, «оставленных на рис. 27.3, *a*», не

позволяет узнать, сколь хорошо согласуются некоторые теоретические результаты, отображенные точками 1 и 2 (рис. 27.3, *б*) с результатами эксперимента. Эти результаты можно сравнить лишь при наличии границ доверительной области положения регрессии (рис. 27.3, *в*).

Действительно, лишь положение границ доверительных областей на рис. 27.3, в позволяет (несмотря на «кажущееся малым» отклонение точки 1 от проведенной приближенной регрессии) сделать заключение о лучшем согласовании («совпадении») результата расчета, изображенного точкой 2, с данными эксперимента, чем результата расчета, отображенного точкой 1. Точка 2 лежит внутри доверительной области, а точка 1 — нет).

Если в результате совместного и одновременного наблюдения значений величин  $\eta$  и  $\xi$  получена совокупность точек  $(x_1, y_1)$ ,  $(x_2, y_2), \ldots, (x_n, y_n)$ , то можно получить две различные регрессии. Одну из них, с уравнением  $y = A_0 + A_1 x$ , которую условно назовем прямой, получают, полагая входной переменной величину x, а выходной переменной y. Другую регрессию,  $x = B_0 + B_1 y$ , названную обратной, можно получить считая входной переменной у, а выходной переменной *х*. Коэффициенты прямой регрессии находятся путем минимизации суммы квадратов отклонений точек относительно линии регрессии вдоль оси у, а коэффициенты обратной регрессии путем минимизации отклонений точек вдоль оси х. Поэтому линии этих регрессий (в плоскости xy) не совпадают и, соответственно,  $B_0 \neq -A_0/A_1; B_1 \neq 1/A_1.$  Уравнения прямой и обратной регрессий нельзя рассматривать как алгебраические. Имеется в виду то, что по уравнению  $y = A_0 + A_1 x$ , полученному обработкой результатов экспериментов, в которых изменением значений x вызывали изменения значений *y*, строго говоря, нельзя найти значение *x*, которое вызвало появление конкретного, заданного значения у.

Выбор того или иного уравнения регрессии (прямой или обратной) произволен и не зависит от того, какую из случайных величин принять задаваемой или входной переменной. Однако тогда, когда причинноследственная связь между x и y уже установлена, такой подход к выбору моделей связей между величинами представляется сомнительным и противоречивым. Подобное противоречие может быть устранено, если использовать построение ортогональных регрессий, при котором минимизируют расстояние от «экспериментальных» точек до линии регрессии по направлению, перпендикулярному к этой прямой.

**27.3.4.** Алгоритм метода наименьших квадратов для установления линейной регрессии и статистического оценивания результатов. Пусть в результате планирования и проведения эксперимента получены результаты в виде данных, представленных в строках 1, 2 и 3 табл. 27.6. Входной переменной  $x_i$  соответствует значение выходной переменной  $y_i$ . В общем случае статистические веса результатов наблюдений выходной переменной  $w_i$  зависят от значений  $x_i$ . Если

измерения при всех значениях  $x_i$  являются равноточными, то можно положить  $w_i = \text{const} = 1$  (размерность этой константы определяется размерностью переменной y).

Таблица	27.6.	Вспомогательная	таблица	для	построения	приближенной	ли-
		нейн	ной регре	ссии	1		

N	Обозначения переменных и компонентов алгоритма	<i>i</i> -e	Результат		
	Ĩ	1	2	 n	
1	$x_i$				
2	$y_i$				
3	$w_i$				
*4	$X_i$				
*5	$Y_i$				
*6	$W_i$				$U_W$
7	$W_i X_i$				$\overline{X}$
8	$W_iY_i$				$\overline{Y}$
9	$Y_i - \overline{Y}$				
10	$X_i - \overline{X}$				
11	$W_i \left(X_i - \overline{X}\right)^2$				$U_X$
12	$W_i\left(Y_i - \overline{Y} ight)^2$				$U_Y$
13	$W_i \left(X_i - \overline{X}\right)^2 \left(Y_i - \overline{Y}\right)^2$				$U_{XY}$
14	$A_0 + A_1 X_i$				
15	$d_i = Y_i - A_1 X_i - A_0$				
16	$W_i d_i^2$				$U_d$
17	$S_{Y \mathrm{per}}^2$				
18	$S_Y^2$				

\*В последнем столбце вписаны обозначения величин, которые можно вычислить после заполнения всех *i*-х значений элементов в соответствующих строках таблицы.

Для того чтобы получить в значительной мере субъективную оценку возможности использования линейной функции для аппроксимации регрессии, точки с координатами  $(x_i, y_i)$  наносят на плоскости x, y. Образующаяся совокупность («облако») точек (см. например, рис. 27.3, a) сразу же дает представление о возможности описания ее линейной регрессией. Если образующаяся совокупность («облако») точек указывает на невозможность или нецелесообразность описания ее регрессией, то можно использовать выравнивающую замену переменных (или лианизирующее преобразование). При этом значения  $x_i$  и  $y_i$  пересчитывают на значения  $X_i$  и  $Y_i$ , используя некоторые функции  $X = X_{\Pi}(x_i)$  и  $Y = Y_{\Pi}(y_i)$ . Например, если x — значение давления ударно-волнового сжатия гомогенного взрывчатого вещества, а y — задержка теплового взрыва на поверхности приложения ударно-волнового начального импульса, то расположение экспериментально полученных точек на плоскости (x, y) вызовет у исследователя ассоциацию с экспоненциальной зависимостью:

$$y = C_0 \exp(C_1/x),$$

где *C*<sub>0</sub> и *C*<sub>1</sub> — некоторые константы (коэффициенты).

В этом случае выравнивающая замена переменных, может быть осуществлена с помощью функций X = 1/x,  $Y = \ln y$ .

Для субъективной оценки успешности выравнивающей замены переменных точки с рассчитанными координатами  $(X_i, Y_i)$ , записанными в строках 4 и 5 табл. 27.6, наносятся на плоскость (X, Y).

Выравнивающая замена переменных вызывает изменения статистических весов измерений от  $w_i$  к  $W_i$ :

$$W_i = \left(\frac{\partial Y}{\partial y}\right)^{-2} w_i.$$

Объективную оценку эффективности выравнивающей замены переменных дает вычисление коэффициента корреляции и оценка значимости отличия его значения от нуля. Эту процедуру, а также последующие за ней расчеты удобно предварить вычислением следующих промежуточных величин:

$$U_W = \sum_{i=1}^{n} W_i,$$
 (27.21)

$$\overline{X} = \left(\sum_{i=1}^{n} W_i X_i\right) / U_W, \qquad (27.22)$$

$$\overline{Y} = \left(\sum_{i=1}^{n} W_i Y_i\right) / U_W, \qquad (27.23)$$

$$U_X = \sum_{i=1}^n W_i \left( X_i - \overline{X} \right)^2, \qquad (27.24)$$

$$U_Y = \sum_{i=1}^{n} W_i \left( Y_i - \overline{Y} \right)^2,$$
 (27.25)

$$U_{XY} = \sum_{i=1}^{n} W_i \left( X_i - \overline{X} \right) \left( Y_i - \overline{Y} \right).$$
(27.26)

Тогда выборочный коэффициент корреляции вычисляется как

$$r = \frac{U_{XY}}{\sqrt{U_X \cdot U_Y}}.$$

Оценка значимости корреляции на уровне вероятности P (уровне значимости  $\alpha = 1 - P$ ) или проверка справедливости гипотезы о том, что коэффициент корреляции отличен от нуля, проводится с помощью соотношения

$$\frac{|r|\sqrt{\nu}}{\sqrt{1-r^2}} \ge t_{1-\frac{\alpha}{2}}(\nu) = t_{\frac{1+P}{2}}(\nu); \quad \nu = n-2.$$
(27.27)

Если это соотношение выполняется, то выравнивающая замена переменных оказывается действительно эффективной и можно переходить к описанию связи значений X и Y линейной приближенной регрессией. В противном случае, надо продолжить поиск функций, которые приведут к «спрямлению» облака точек с вновь получаемыми координатами  $X_i, Y_i$ .

Значения коэффициентов приближенной регрессии  $Y=A_0+A_1X$  находятся как

$$A_1 = U_{XY} / U_X, (27.28)$$

$$A_0 = \overline{Y} - A_1 \overline{x}. \tag{27.29}$$

После того как были найдены значения  $A_0$  и  $A_1$ , можно найти значения  $Y_{Pi}$ , предсказываемые построенной приближенной линейной регрессией:

$$Y_{Pi} = A_0 + A_1 X_i,$$

и «запомнить» их в строке 14 табл. 27.6, а затем найти значения как называемых остатков  $\delta_i$ :

$$\delta_i = Y_i - Y_{Pi} = Y_i - A_1 X_i - A_0. \tag{27.30}$$

Значения остатков удобно записать в строке 15 табл. 27.6 и по ним найти вспомогательные величины  $W_i \delta_i^2$  (строка 16). Значение вспомогательной величины

$$U_{\delta} = \sum_{i=1}^{n} W_i \delta_i^2 \tag{27.31}$$

используется при проверке гипотезы о том, что регрессия предсказывает зависимость между двумя величинами точнее, чем среднее значение Y, обозначаемое  $\overline{Y}$ .

Приближенные регрессии, построенные по экспериментально полученным точкам, чаще всего оказываются нужными для того, чтобы прогнозировать значение выходной переменной (отклика) при некотором заданном значении входной переменной. Но если значение коэффициента  $A_1$  приближенной линейной регрессии мало́ и линия регрессии занимает относительно облака экспериментальных точек положение, качественно (не количественно) отображенное на рис. 27.4, то могут возникнуть сомнения в отношении необходимости построенной регрессии. Действительно, построенная регрессия безусловно будет полезной,

если значение выходной переменной, прогнозируемое с ее помощью, окажется более точным, чем среднее выборочное значение  $\overline{Y}$ , что

не является очевидным при расположении экспериментальных точек на этом рисунке. Поэтому необходима процедура объективного, количественного сравнения точности прогнозирования значения выходной переменной по построенной регрессии и по среднему выборочному  $\overline{Y}$ .

Мерой точности прогнозирования выходной переменной «по среднему  $\overline{Y}$ » является характеристика разброса исходных точек  $(X_iY_i)$  относительно прямой  $Y = \overline{Y} = \text{const} - \text{дисперсия } S_Y^2$ , а мерой точности прогнозирования выходной переменной «по линейной регрессии» — характеристика



Рис. 27.4. Два варианта прогнозирования отклика на входную переменную: по регрессии (1) и по среднему выборки (2)

разброса значений остатков  $\delta_i$  (отклонений искомых точек от линии регрессии) — дисперсия  $S^2_{Yoct}$ . Если дисперсия  $S^2_Y$  больше, чем  $S^2_{Yoct}$ , то прогнозирование «по регрессии» будет точнее, чем «по среднему  $\overline{Y}$ ». В соответствии с критерием Фишера дисперсия  $S^2_Y$  значимо (при доверительной вероятности P) превышает  $S^2_{Yoct}$ , если выполняется соотношение

$$\frac{S_Y^2}{S_{Y_{\text{OCT}}}^2} = \frac{U_Y}{U_\delta} \frac{n-2}{n-1} > \mathsf{F}\left(\nu_1, \nu_2, \alpha\right); \quad \nu_1 = n-1; \quad \nu_2 = n-2.$$
(27.32)

Если это соотношение не выполняется, то превышение значения  $S_Y^2$  над  $S_{Y_{\text{ост}}}^2$  является полностью случайным, статистически незначимым, и нет оснований считать прогнозирование выходной переменной по регрессии более точным, чем по среднему выборки  $\overline{Y}$ .

Если условие (27.32) выполняется, что является признаком целесообразности прогнозирования отклика (или значения выходной переменной) на задаваемое значение входной переменной  $x_*$  по приближенной линейной регрессии, то следует найти не только значение

$$y_* = A_0 + A_1 x_*, \tag{27.33}$$

но и границы доверительного интервала, который накрывает возможное значение математического ожидания выходной случайной величины, соответствующего задаваемому  $x_*$ . Абсолютное значение отклонения  $\varepsilon_{\rm PEF}$  граничных точек этого интервала от значения  $y_*$ , вычисленного по (27.33), равно

$$\varepsilon_{\text{PEF}}(x_*) = \sqrt{\frac{U_{\delta}}{U_W(n-2)}} \left(1 + \frac{(x_* - \overline{x})^2}{U_x/U_W}\right) \cdot t_{1-\frac{\alpha}{2}}(\nu); \quad \nu = n - 2.$$
(27.34)

Уравнения кривых, являющихся границами доверительной области, в которой с доверительной вероятностью  $P = 1 - \alpha$  находится истинная регрессия (или значения математических ожиданий случайной величины, соответствующие различным задаваемым значениям входной переменной  $x_*$ ), имеют вид:

$$Y_{\text{PE\Gamma}} = A_0 + A_1 x_* \pm \varepsilon_{\text{PE\Gamma}} \left( x_* \right) \tag{27.35}$$

На рис. 27.5 графики этих уравнений изображены тонкими сплошными линиями — косыми гиперболами.

В тех случаях, когда необходимо прогнозировать не значения математических ожиданий случайной величины отклика, а значение координаты точки, фактически получаемой при заданном значении входной переменной  $x_*$ , то учитывают разброс точек относительно линии регрессии.

Границы области предсказываемых значений фактического, или индивидуального наблюдения откликов описываются уравнением (грани-



Рис. 27.5. Исходные экспериментальные точки для построения ударных адиабат зарядов прессованного ТЭНа начальной плотностью 1,75 г/см<sup>3</sup> (a), 1,72 г/см<sup>3</sup> (b) и результаты их обработки методом наименьших квадратов: 1 — приближенные регрессии D = D(u); 2 — границы доверительных областей положения регрессии или математических ожиданий откликов случайной величины D на входную переменную u; 3 — границы доверительных областей положения точек при фактических или индивидуальных наблюдениях

цы положения точек наблюдений)

$$Y_{\text{ИНД}} = A_0 + A_1 x_* \pm \sqrt{\frac{U_{\delta}}{U_W (n-2)} \left(U_W + 1 + \frac{(x_* - \overline{x})^2}{U_x/U_W}\right)} \cdot t_{1-\frac{\alpha}{2}}(\nu);$$

$$\nu = n - 2.$$
(27.02)

(27.36)

На рис. 27.5 графики этих уравнений изображены штриховыми линиями для различных значений доверительной вероятности  $P = 1 - \alpha$ .

## 27.4. Примеры использования метода наименьших квадратов.

**Пример 1.** На рис. 27.5, *а* точками изображены результаты серии опытов, в каждом из которых регистрируется значение наблюдаемой массовой скорости *u* и скорости фронта ударной волны *D*, распространяющейся в заряде прессованного ТЭНа плотностью 1, 75 г/см<sup>3</sup>. Схема эксперимента с указанием метода регистрации *u* и *D* в справочнике, из которого взяты координаты точек (*u* и *D*), не приведены. Необходимо, полагая результаты регистрации точек в координатах (*D* – *u*) равноточными (т. е. с одинаковыми статистическими весами), обработать данные этой серии и представить их в форме ударной адиабаты с обозначениями, принятыми в предыдущих частях книги:

$$D = a + bu \tag{27.37}$$

или  $Y = A_0 + A_1 X$ .

Если статистические веса наблюдения координат всех точек одинаковы ( $w_i = \text{const}$ ), то при вычислениях по приведенным ранее формулам алгоритма метода наименьших квадратов можно принять эти веса равными единице. Это упрощает вычисления не искажая конечный результат. Так как по условию мы должны получить результаты в виде линейной зависимости D от u (27.37), то принимаем u за входную переменную, а *D* — за отклик. В соответствии с этими двумя замечаниями заполняем 4, 5 и 6-ю строки (табл. 27.6) значениями  $X_i = u_i; Y_i = D_i; W_i = 1.$  Проведя вычисления по приведенным формулам (27.21)-(27.31), получим все данные, необходимые для построения графиков линейной приближенной регрессии D = 2,414 + 1,956 u $(Y = D, X = u, A_0 = 2,414 \, \text{км/c} = a; A_1 = 1,956 = b)$  и границ доверительной области для истинной линейной регрессии D = D(u). Значение коэффициента Стьюдента или квантили распределения Стьюдента, необходимое для расчетов по (27.34), (27.35) и равное 2,2, мы нашли в таблице по числу степеней свободы  $\nu = n - 2 = 11 - 2 = 9$ , задавшись доверительной вероятностью P = 0.95 (95%) или уровнем значимости 0,05.

Граница доверительной области для фактических точек, которые могли бы появиться, если повторить серию опытов с тем же количеством входных переменных и с теми же их значениями  $u_i$ , что и при построении приближенной регрессии D = 2,414 + 1,956 u, изображены

на рис. 27.5, а для доверительной вероятности P = 0,95 штриховыми линиями. Заметим, что коэффициент корреляции имеет очень большое значение r = 0,976. При этом значении r и числе степеней свободы  $\nu = 11 - 2 = 9$  с большим «запасом» выполняется условие принятия гипотезы о статистически значимом отличии коэффициента корреляции от нуля:

$$\frac{|r|\cdot\sqrt{\nu}}{\sqrt{1-r^2}} = 13,37 > t_{1-\frac{\alpha}{2}}\left(\nu\right) > t_{1-\frac{0,001}{2}}\left(9\right) = 4,78$$

даже при доверительной вероятности 0,999 (или уровне значимости  $\alpha = 0,001$ ).

Для прогнозирования математических ожиданий скорости фронта ударной волны D по значениям массовой скорости u мы должны пользоваться зависимостью D = 2414 + 1,956 u. Но для того, что бы решать обратную задачу и, наоборот, для наперед задаваемых значений скорости фронта ударной волны прогнозировать значения математических ожиданий массовой скорости u, необходимо, строго говоря, предварительно построить уравнение приближенной регрессии в форме

$$u = A_{0u} + A_{1u}D.$$

Заполнив 4, 5, 6-ю строки (табл. 27.6) значениями  $X_i = D_i$ ;  $Y_i = u_i$ ;  $W_i = 1$  и выполнив вычисления по приведенным формулам метода МНК (27.21)–(27.31), получим уравнение приближенной регрессии в виде

$$u = -1164 + 0,487D.$$

График этой зависимости u = u(D) практически слился бы с графиком зависимости D = D(u) на рис. 27.5, a по причине высокого значения выборочного коэффициента корреляции r = 0,976 при сравнительно малом числе точек n (числе степеней свободы  $\nu = n - 2$ ). Поэтому мы его не приводим. В подобных случаях не возникает больших ошибок, даже когда значения массовой скорости при задаваемых значениях скорости фронта ударной волны вычисляют, пользуясь формулой D = a + bu с коэффициентами a и b, построенными для регрессионной зависимости отклика D на входную переменную u. В следующем примере будет приведено взаимное расположение экспериментальных точек, при котором подобное приближение не правомерно.

**Пример 2.** На рис. 27.5, б точками изображены результаты экспериментов, аналогичных тем, что были приведены в предыдущем примере, но уже с зарядами прессованного ТЭНа несколько меньшей плотности — 1,72 г/см<sup>3</sup>. У зарядов ТЭНа этой плотности суммарный объем пор (микропустот), рассредоточенных, в основном, вдоль поверхностей зерен или кристалликов ВВ, составляет 0,034 (3,4%) от всего объема заряда, что вдвое больше, чем в предыдущем примере. Необходимо обработать результаты наблюдений и сравнить их с результатами в предыдущем примере. Так же, как и в предыдущем примере, сначала построим приближенную регрессию приняв за входную переменную массовую скорость u, а за отклик D, считая измерения для всех точек равноточными с  $W_i = 1$ . Приближенная регрессии при этом имеет вид

$$D = 1529 + 4,073 u.$$

Доверительная область, в которой может располагаться истинная регрессия D = D(u), получилась более обширной по сравнению с предыдущим примером (приведены границы этих областей при доверительных вероятностях P = 0.95 и P = 0.8).

Доверительные области для возможного положения прогнозируемых фактических точек также оказались существенно шире. Следует заметить, что из 14 точек 3 точки расположены за пределами границы доверительной области, проведенной для доверительной вероятности P = 0.8. Это достаточно удовлетворительно согласуется с уровнем значимости  $\alpha = 1 - P$ , так как  $3/14 = 0.21 \approx 1 - 0.8 = 0.2$ . Из 14 точек ни одна не выпала за границу доверительной области, построенной для доверительной вероятности P = 0.95.

Выборочный коэффициент корреляции (r = 0, 84) имеет достаточно высокое значение для числа степеней свободы  $\nu = n - 2 = 14 - 2 = 12$ . Однако условие принятия гипотезы о статистически значимом отличии коэффициента корреляции от нуля хотя и выполняется при очень высокой доверительной вероятности P = 0,999, но уже с меньшим запасом по сравнению с предыдущим примером:

$$\frac{|r|\cdot\sqrt{\nu}}{\sqrt{1-r^2}} = 5,373 > t_{1-\frac{\alpha}{2}}\left(\nu\right) > t_{1-\frac{0,001}{2}}\left(12\right) = 4,32.$$

Если мы примем D за входную переменную и обозначим как X, а u — за отклик на значение входной переменной и обозначим как Y, то при том же допущении относительно постоянства  $W_i$  с помощью приведенных формул получим приближенную линейную регрессии u = u(D):

$$u = -143 + 0,173D.$$

График этой зависимости на рис. 27.6 показан отрезком сплошной прямой, проведенной лишь внутри «облака» или области расположения экспериментальных точек (сами точки на этом рисунке не показаны). Строго говоря, для того, чтобы правильно прогнозировать среднее значение массовой скорости  $u_*$ , которое соответствует некоторому заданному значению скорости фронта ударной волны  $D_*$ , следует использовать приближенную регрессию u = u(D), подставляя в нее  $D = D^*$ . Использование для прогнозирования приближенной регрессии D = 1,53 + 4,07 u, если D и u измеряются в км/с, дает, как это видно на рис. 27.6, значение массовой скорости, отличающееся от правильного прогноза на величину  $\Delta_{*u}$ . Однако на рис. 27.6 видно, что «неверно прогнозируемая» точка лежит внутри доверительной области располь



Рис. 27.6. Приближенная регрессия u = u(D) с входной переменной D вместе с границами доверительной области для значений математического ожидания отклика u и приближенная регрессия D = D(u) с входной переменной u

прогнозируемых по приближенным регрессиям D = D(u) и u = u(D) в данном примере можно считать «несущественными» на фоне той неопределенности, с которой мы знаем положение истинных регрессий.

На практике при построении (и последующем использовании в расчетах) ударных адиабат сред, которые в процессе измерения параметров состояния их движения не успевают изменить свой состав и проявить взрывные свойства, различие графиков приближенных регрессий D = D(u) и u = u(D) получается достаточно малым и им как правило пренебрегают.

**Пример** 3. Сопоставить результаты экспериментов с зарядами одного и того же ВВ-ТЭНа, отпрессованного до двух различ-

ных плотностей  $\rho_0 = 1,75$  и  $\rho_0 = 1,72$  г/см<sup>3</sup>, и сформировать соответствующие выводы. Первичные результаты опытов в виде «облаков» экспериментальных точек были приведены на рис. 27.5, *а* и рис. 27.5, *б* для зарядов плотностью, равной, соответственно, 1,75 г/см<sup>3</sup> и 1,72 г/см<sup>3</sup>.

Перед тем, как начать сопоставлять результаты, отметим следующее обстоятельство. Заряды прессованного ТЭНа при плотности 1,72 г/см<sup>3</sup> обладают приблизительно вдвое большей пористостью (в первом приближении объемной долей межзеренного пространства по отношению ко всему заряду), чем заряды плотностью 1,75 г/см<sup>3</sup>. Такие различия в пористости и соответствующие различия в распределениях пор по размеру и форме, как правило, приводят к повышению концентрации очагов разложения, возникающих на фронте ударной волны, и более быстрому взрывному разложению ВВ даже при столь малом уменьшении начальной плотности (от 1,75 г/см<sup>3</sup> до 1,72 г/см<sup>3</sup>).

После построения приближенных регрессий D = D(u) становится отчетливо видно, что зарядам меньшей плотности присуще не только большее рассеяние точек (рис. 27.5), но и большее значение производной для регрессии -dD/du (рис. 27.7). Обращает на себя внимание пересечение графиков приближенных регрессий зарядов двух разных начальных плотностей. Это пересечение должно вызвать у квалифицированного экспериментатора, по крайней мере, два вопроса. В чем

жения истинной регрессии u = u(D), границы которой построены при доверительной вероятности 0,95. Поэтому различия положения точек,

Рис. 27.7. Проявление повышенной реакционной способности в ударных волнах прессованных зарядов ТЭНа с уменьшением их начальной плотности: 1 — зависимости D = D(u), полученные обработкой экспериментальных точек, которые приведены в предыдущих примерах для зарядов с начальной плотностью 1,75 г/см $^3$  (D = 1,96 + 2,41u) и 1,72 г/см $^3$ (D = 1,53 + 4,07u); 2 - воображаемая зависимость D(u) для ТЭНа плотностью 1,72 г/см<sup>3</sup>, проведенная на основании анализа данных для других ВВ; 3 — предполагаемая ударная адиабата ТЭНа плотностью 1,72 г/см<sup>3</sup> с замороженными реакциями разложения



причина такого взаимного положения регрессий? Не является ли эта причина поводом для изменения принципиальной схемы эксперимента по построению ударной адиабаты BB, либо изменения диапазона варьирования значений входной переменной *u*, а также изменения алгоритма обработки результатов наблюдения методом наименьших квадратов?

Дело в том, что исследования сжимаемости очень широкого круга веществ показали следующее. Конденсированные вещества с начальной плотностью 100...95% от теоретически максимально возможной (что соответствует объемной доли пор в заряде 0...5%) до начала газодинамического проявления химической реакции характеризуются ударными адиабатами D = a + bu со значениями коэффициента b, лежащими в диапазоне 1, 5...2. У менее плотных зарядов BB этот коэффициент имеет большие значения, часто достигающие 2,5. Увеличенные значения коэффициентов b (у некоторых зарядов достигающие значения 3) обычно наблюдаются у BB при достаточно интенсивном ударно-волновом сжатии, характеризуемом значениями массовой скорости u 1...2 км/с. У веществ, не являющихся взрывчатыми, небольшое уменьшение начальной плотности в указанном диапазоне изменения вызывает лишь смещение графиков ударных адиабат в сторону оси массовых скоростей без изменения их углов наклона к оси u.

Принимая во внимание замеченные особенности, можно сделать следующие предположения. Большой наклон графика зависимости волновой и массовой скоростей (dD/du = 4,07) при плотности заряда 1,72 г/см<sup>3</sup> и пересечение его с графиком ударной адиабаты для заряда с начальной плотностью 1,75 г/см<sup>3</sup> обусловлены повышенной реакционной способностью «низкоплотного» заряда. ВВ высокой плотности с малой объемной долей порового пространства в течении промежутков времени, необходимых для регистрации датчиками волновой D и массовой u скоростей, не успевало проявить своей реакционной спо-

собности заметным образом, в результате чего определялась ударная адиабата, похожая на таковые для невзрывчатых органических веществ (с такими же начальными плотностью и скоростью звука). Небольшое увеличение объемной доли порового пространства (уменьшение плотности прессованного образца), как известно, приводящее к сильному увеличению реакционной способности заряда, является причиной аномально большого значения величины dD/du = 4,07 в случае ТЭНа пониженной плотности 1,72 г/см<sup>3</sup>.

Действительно, если скорость фронта ударной волны измеряется на основании измеренного времени прохождения им некоторой измерительной базы (или каким-то другим способом, но также требующим конечного времени действия или существования измеряемого параметра), то за время регистрации характеристики движения среды исследуемый высокореакционноспособный образец может претерпеть существенное (хотя и неполное) взрывное превращение. Такое превращение приводит к увеличению скорости фронта ударной волны. При этом результат измерения начнет характеризовать какое-то новое частично прореагировавшие вещество, а не исследуемый образец известного начального состава. В этом случае построенная зависимость D = D(u) будет уже не ударной адиабатой вещества неизменного состава, а скорее своеобразной характеристикой реакционной способности исследуемого образца.

Для того чтобы провести дополнительные измерения при той же схеме эксперимента, что была использована для построения зависимости D = 1,53 + 4,07 u, (или с использованием другой, более совершенной схемы), которые позволили бы убедиться в справедливости предположения такой причины «необычной» зависимости D = D(u), или, наоборот, отбросить сомнения в том, что эта зависимость действительно является ударной адиабатой ВВ в непрореагировавшем состоянии, сначала воспроизведем результаты анализа ударно-волновго сжатия других ВВ. Для этого на рис. 27.7 отобразим тонкой линией воображаемую, или умозрительную зависимость D = D(u), начиная с точки на оси D (т.е. при u = 0). Эта зависимость, являющаяся воображаемой по отношению к зависимости для ТЭНа плотностью  $\rho_0 = 1.72 \, \text{г/см}^3$ , которая построена в диапазоне скоростей u = 0, 2...0, 6 км/с, проведена как результат обобщения зависимостей D = D(u), полученных экспериментально для ряда ВВ с использованием схемы, показанной на рис. 13.70. Проведенный график имеет две ветви: первую — пологую с «углом наклона» dD/du, соответствующим химически инертному состоянию вещества в течении промежутков времени, необходимых для регистрации скорости фронта ударной волны, и вторую — с большим «углом наклона» dD/du, обусловленным проявлением начавшейся реакции разложения BB за время пробега фронта волны между чувствительными элементами датчиков. В первом приближении можно считать, что обе ветви не плавно сопрягаются, а пересекаются, образуя излом на графике зависимости D = D(u).

Для того чтобы убедиться в том, что значение dD/du = 4,07, обнаруженное у ТЭНа плотностью  $1,72 \, {\rm г/cm^3}$ , действительно, является аномально большим и обусловлено появлением химической активности, а зависимость, изображенная тонкой линией как воображаемая, на самом деле отражает действительные свойства исследуемого BB-TЭНа плотностью  $1,72 \, {\rm г/cm^3}$ , необходимо провести эксперименты с массовыми скоростями в диапазоне, нижняя граница которого достигает нуля. При обработке полученных экспериментальных точек методом наименьших квадратов надо будет применять «своеобразную выравнивающую» замену переменных, разделяя совокупность точек (D, u) на два подмножества: первое, соответствующее предполагаемой пологой ветви зависимости D = D(u), и второе, которое соответствует зависимости D = D(u) с необычно большим значением dD/du.

В области значений массовой скорости, при которых экспериментальная зависимость при выбранном методе построения ударной адиабаты, уже таковой не является, ударную адиабату ВВ, находящегося в «еще не прореагировавшем» состоянии, в первом приближении, часто проводят как экстраполяцию пологой ветви D = D(u). Строго говоря, такое приближение является слабо обоснованным. Построение ударных адиабат ВВ с «замороженными» химическими реакциями в области интенсивностей ударно-волнового сжатия, при которых взрывное превращение развивается очень быстро (и в некоторых ВВ предположительно начинается внутри фронта ударной волны), является достаточно сложной задачей. В некоторых случаях эта задача может быть решена путем использования модифицированного метода отражения, схема эксперимента, его реализующего, показана на рис. 18.12.

## Список литературы к приложению

- 1. ГОСТ 8.207-76. Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов наблюдений.
- 2. Кондрашов А.П., Шестопалов Е.В. Основы физического эксперимента и математическая обработка результатов измерений. Учебник для техникумов. — М.: Атомиздат, 1977.
- Львовский Е.Н. Статистические методы построения эмпирических формул.: Учеб. пособие. — М.: Высшая школа, 1982.
- Математическая статистика: Учеб. для вузов / Горяинов В.Б., Павлов И.В., Цветков Г.М. и др.; Под ред. Зарубина В.С., Крищенко А.П. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001.
- 5. *Пустыльник Е.И*. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. — М.: Наука, 1968.
- 6. *Худсон Д.* Статистика для физиков. Лекции по теории вероятностей и элементарной статистике. Изд. 2-е, дополненное. М.: Мир, 1970.
- 7. *Яковлев Г.П.* Краткие сведения по обработке результатов физических измерений. Методические указания для студентов физического факультета. Свердловск: Изд-во Уральского гос. ун-та, 1985.

Учебное издание

## АНДРЕЕВ Сергей Григорьевич БОЙКО Михаил Михайлович СЕЛИВАНОВ Виктор Валентинович

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ФИЗИКИ ВЗРЫВА И УДАРА

Редактор *Е.Л. Легостаев* Оригинал-макет: *К.А. Андреев* Оформление переплета: *В.Ф. Киселев* 

Подписано в печать 02.09.13. Формат 60×90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная. Усл. печ. л. 47. Уч.-изд. л. 51,7. Тираж 500 экз. Заказ №

Издательская фирма «Физико-математическая литература» МАИК «Наука/Интерпериодика» 117997, Москва, ул. Профсоюзная, 90 E-mail: fizmat@maik.ru, fmlsale@maik.ru; http://www.fml.ru

Отпечатано с электронных носителей издательства в ГУП Чувашской Республики «ИПК Чувашия», Мининформполитики Чувашии, 428019, г. Чебоксары, пр-т И. Яковлева, 13

