УДК 535.31:681.7.001 ББК 22.34 Е 27

Евтихиева О.А., Расковская И.Л., Ринкевичюс Б.С. **Лазерная рефрактография.** — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. — 176 с. — ISBN 978-5-9221-1044-0.

Представлена новая информационно-измерительная технология «Лазерная рефрактография», предназначенная для визуальной и количественной диагностики процессов в объеме и пограничных слоях жидкостей и газов. Предложено использование лазерных пучков с пространственной модуляцией интенсивности для зондирования исследуемой области, что позволяет получать рефракционные изображения с дискретной контурной структурой (рефрактограммы). Показано, что цифровая регистрация рефрактограмм совместно с оригинальными компьютерными алгоритмами обработки изображений обеспечивает высокое пространственное разрешение и возможность количественной диагностики микронеоднородностей. Приведены результаты исследования температурных полей в пристеночных микрослоях жидкости при наличии конвекции.

Рекомендовано УМО по образованию в области радиотехники, электроники, биомедицинской техники и автоматизации в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений, обучающихся по специальности 210103 «Квантовая и оптическая электроника» направления подготовки 210100 «Электроника и микроэлектроника».

© ФИЗМАТЛИТ, 2008

© О.А. Евтихиева, И.Л. Расковская, Б.С. Ринкевичюс, 2008

ISBN 978-5-9221-1044-0

оглавление

Предисловие	6
Глава 1. Введение 1.1. Рефракционные оптические методы диагностики сред 1.2. Классические теневые методы 1.3. Теневой фоновый метод. 1.4. Лазерно-компьютерные сканирующие и многоканальные методы 1.5. Спекл-рефрактометрия 1.6. Лазерная рефрактография	8 8 11 16 18 21 22
Список литературы	24
 Глава 2. Структурированное лазерное излучение 2.1. Основные виды СЛИ 2.2. Гауссовы пучки 2.2.1. Свойства лазерного излучения (28). 2.2.2. Характеристики гауссова пучка (30). 2.2.3. Распространение гауссова пучка через оптические элементы (32). 2.3. Формирование СЛИ на основе оптических элементов 2.3.1. Лазерная плоскость (35). 2.3.2. Бесселевы пучки (38). 2.4. СЛИ на основе дифракционных решеток 2.5. СЛИ на основе дифракционных элементов 	27 27 28 35 41 43
Список литературы	45
Глава 3. Физические причины оптической неоднородности 3.1. Температурное поле 3.2. Акустическое поле 3.3. Процессы перемешивания жидкостей 3.3.1. Характеристики процессов перемешивания (53). 3.3.2. Визу- ализация закрученных потоков (55). 3.4. Стратифицированные жидкости	46 46 50 53 59
Список литературы	60
Глава 4. Рефракция лазерных пучков в неоднородных средах 4.1. Приближение геометрической оптики	62 62
4.2. Квазиоптическое приближение	69 75
Список литературы	79

5.1. Рефракция плоского СЛИ 8 5.1.1. Основные теоретические соотношения (80). 5.1.2. Пограничный слой около макденного шара (84). 5.1.4. Прозрачная градиентная сферическая неоднородность (86). 5.1.5. Немонотонные цилиндрические и сферические неоднородности (88). 5.2. Рефракция цилиндрического СЛИ 9 5.3. Рефракция цилиндрического СЛИ 9 6.1. Структурные элементы системы 9 6.1. Структурные элементы системы 9 6.1. Общие принципы построения (97). 6.1.2. Источники излучения (97). 6.1.3. Оптические бох формирования СЛИ (98). 6.1.4. Цифровая регистрирующая аппаратура (100). 10 6.2. Системы с различными типами СЛИ. 10 6.3. Система для исследований и контроль температуры (105). 6.3.4. Методика последений (106). 10 6.3. Оптические блоки формирования СЛИ (98). 6.3.4. Методика последований и контроль температуры (105). 6.3.4. Методика проведения измерений (106). 10 6.3. Система для исследований и контроль температуры (105). 6.3.4. Методика проведения измерений (106). 10 6.4.1. Рефрактограммы элемента линейного СЛИ (107). 6.4.2. Рефрактограмы влекоетриментальной установки (113). 6.5.3. Визуализация перемешивания жидкостей (111). 6.5. Визуализация перемешивания в закрученных потоках 11 6.5.1. Методика визуализации перемешивания мидокстей (114). 6.5.2. Сехма экспериментальный усследований (116). 6.5.2. Рефрактограммы нестемеракитограмм неетацинания мидокостей (114).	Глава 5. Рефракция СЛИ в сферической неоднородности	80
5.2. Рефракция цилиндрического СЛИ 9 5.3. Рефракция линейного многоточечного СЛИ 9 5.3. Рефракция линейного многоточечного СЛИ 9 Список литературы 9 Список литературы 9 6.1. Структурные элементы системы 9 6.1.1. Общие принципы построения (97). 6.1.2. Источники излучения (97). 6.1.4. Цифровая регистриующая аппаратура (100). 6.2. Системы с различными типами СЛИ 10 6.2.1. Плоское СЛИ (101). 6.2.2. Коническое и цилиндрическое СЛИ (102). 10 6.3. Система для исследования конвекции в жидкости 10 6.3.1. Схема установки (103). 6.3.2. Источники излучения (104). 6.3.3. Объекты исследований и контроль температуры (105). 6.3.4. Методика проведения измерений (106). 6.4.1. Рефрактограммы элемента линейного СЛИ (107). 6.4.2. Рефрактограммы поского СЛИ (109). 6.5. Визуализация перемешивания в закрученных потоках 11 6.5.1. Методика визуализация перемешивания жидкостей (111). 6.5.3. Результать экспериментальных исследований (112). 6.5.4. Алгоритм обработки рефракцорных картин (113). 6.5.5. Визуализация перемещивания в закрученных потоках 11 6.6.1. Рефрактограммы сложных объектов (114). 6.6.2. Рефрактограммы насокных объектов (114). 6.6.2. Рефрактограммы настокных исътерамы н	5.1. Рефракция плоского СЛИ	80
5.3. Рефракция линейного многоточечного СЛИ 9 Список литературы 9 Список литературы 9 Глава 6. Лазерные рефрактографические системы 9 6.1. Структурные элементы системы 9 6.1.1. Общие принципы построения (97). 6.1.2. Источники излучения (97). 6.1.4. Цифровая регистрирующая аппаратура (100). 6.2. Источники излучения (97). 6.2. Системы с различными типами СЛИ. 10 6.3.1. Схема установки (103). 6.3.2. Источники излучения (104). 6.3.3. Объекты исследования конвекции в жидкости. 10 6.3.4. Методика проведения измерений (106). 104.10. 6.4.1. Рефрактограммы элемента линейного СЛИ (107). 6.4.2. Рефрактограммы элемента линейного СЛИ (107). 6.5. Визуализация перемешивания в закрученых потоках 11 6.5.1. Методика визуализации перемешивания жидкостей (111). 6.5.3. Результать экспериментальных исследований (112). 6.5.4. Алорити обработки рефрактограммы плоского СЛИ (109). 6.5. Визуализация перемешивания в закрученых потоках 11 6.5.1. Методика визуализации перемешивания жидкостей (111). 6.5.3. Результать экспериментальных исследований (112). 6.5.4. Алорити обработки рефрактограммы плоского СЛИ (109). 6.5. Побрактограмы сложных объектов (114). 6.6.1. Рефрактограмы сложных объектов (114	5.2. Рефракция цилиндрического СЛИ	90
Список литературы 9 Главаа 6. Лазерные рефрактографические системы 9 6.1. Структурные элементы системы 9 6.1.4. Цифровая регистрирующая аппаратура (100). 6.1.4. Цифровая регистрирующая аппаратура (100). 6.2. Системы с различными типами СЛИ. 10 6.3.1. Схема установки (103). 6.3.2. Источники излучения (104). 6.3.3. Объекты исследований и контроль температуры (105). 6.3.4. Методика проведения измерений (106). 6.4. 2D- и 3D-визуализация пограничного слоя. 10 6.5.1. Методика визуализации пограничного СЛИ (107). 6.4.2. Рефрактограммы элемента линейного СЛИ (107). 6.5. Визуализация перемешивания в закрученных потоках 11 6.5.1. Методика визуализации перемешивания жидкостей (111). 6.5.3. Алгоритм обработки рефракцонных картин (113). 6.5.5. Визуализация перемещивания мидкостей (111). 6.5. Двухракурсные системы 111 6.6.1. Рефрактограммы сложных объектов (114). 6.6.2. Рефрактограммы настики и длучении (116). 6.6.1. Рефрактограммы сложных объектов (114). 6.6.2. Рефрактограммы нестационарных потоков жидкости (119). 6.7. Библиотека экспериментальных рефрактограмм 12	5.3. Рефракция линейного многоточечного СЛИ	93
Глава 6. Лазерные рефрактографические системы 9 6.1. Структурные элементы системы 9 6.1.1. Общие принципы построения (97). 6.1.2. Источники излучения (97). 6.1.3. Оптические блоки формирования СЛИ (98). 6.1.4. Цифровая регистрирующая аппаратура (100). 6.2. Системы с различными типами СЛИ. 10 6.2.1. Плоское СЛИ (101). 6.2.2. Коническое и цилиндрическое СЛИ (102). 10 6.3. Система для исследования конвекции в жидкости 10 6.3.1. Схема установки (103). 6.3.2. Источники излучения (104). 6.3.3. Объекты исследований и контроль температуры (105). 6.3.4. Методика проведения измерений (106). 6.4. 1. Рефрактограммы элемента линейного СЛИ (107). 6.4.2. Рефрактограммы элемента линейного СЛИ (107). 6.5. Визуализация перемешивания в закрученных потоках 11 6.5.1. Методика визуализации перемешивания жидкостей (111). 6.5.3. Результать экспериментальной установки (111). 6.5.3. Результать экспериментальных исследований (112). 6.5.4. Алгоритм обработки рефракционных картин (113). 6.5.5. Визуализация перемешивания в закрученных потоках 11 6.6.1. Рефрактограммы сложных объектов (114). 6.6.2. Рефрактограммы на рассеянном излучении (116). 6.6.2. Рефрактограммы нестационарых клоченых объектов (114). 6.6.2. Рефрактограммы нестационарых потоков жидкости (119). 12 6.7. Библиотека экспе	Список литературы	96
6.1. Структурные элементы системы 9 6.1.1. Общие принципы построения (97). 6.1.2. Источники излучения (97). 6.1.3. Оптические блоки формирования СЛИ (98). 6.1.4. Цифровая регистриующая аппаратура (100). 6.2. Источники с различными типами СЛИ. 10 6.2. Системы с различными типами СЛИ. 10 6.2.1. Плоское СЛИ (101). 6.2.2. Коническое и цилиндрическое СЛИ (102). 6.3. Система для исследования конвекции в жидкости 10 6.3.1. Схема установки (103). 6.3.2. Источники излучения (104). 6.3.3. Объекты исследований и контроль температуры (105). 6.3.4. Методика проведения измерений (106). 6.4. 2D- и 3D-визуализация пограничного слоя 10 6.5.1. Методика проведения измерений (106). 10 6.5.2. Схема экспериментальной установки (111). 6.5.3. Результать экспериментальных исследований (112). 6.5.4. Алгоритм обработки рефракционных картин (113). 6.5.1. Методика визуализации перемешивания жидкостей (111). 6.5.5. Визуализация перемешивания и потоках 11 6.5.1. Методика визуализации перемешивания в акрученных потоках 11 6.5.1. Методика картин (113). 6.5.5. Визуализация перемешивания методом двух скрещенных ЛП (114). 11 6.6.1. Рефрактограммы сложных объектов (114). 6.6.2. Рефрактограммы нестационарных потоков жидкости (116). 6.6.3. 4D-рефрактограммы нест	Глава 6. Лазерные рефрактографические системы	97
6.2. Системы с различными типами СЛИ. 10 6.2.1. Плоское СЛИ (101). 6.2.2. Коническое и цилиндрическое СЛИ (102). 6.3. Система для исследования конвекции в жидкости. 10 6.3.1. Схема установки (103). 6.3.2. Источники излучения (104). 6.3.3. Объекты исследований и контроль температуры (105). 6.3.4. Методика проведения измерений (106). 6.4. 2D- и 3D-визуализация пограничного слоя. 10 6.4.1. Рефрактограммы элемента линейного СЛИ (107). 6.4.2. Рефрактограммы плоского СЛИ (109). 6.5. Визуализация перемешивания в закрученных потоках 11 6.5.1. Методика визуализации перемешивания жидкостей (111). 6.5.2. Схема экспериментальной установки (112). 6.5.3. Результаты экспериментальных исследований (112). 6.5.4. Алгоритм обработки рефракционных картин (113). 6.5.5. Визуализация перемешивания методом двух скрещенных ЛП (114). 6.6. Двухракурсные системы 11 6.6.1. Рефрактограммы сложных объектов (114). 6.6.2. Рефрактограммы налучении (116). 6.6.2. Рефрактограммы налучении (116). 6.7. Библиотека экспериментальных рефрактограмм 12 Список литературы 12 Глава 7. Цифровая регистрация и обработка рефрактограмм. 12 7.2.1. Основные системы регистрации и обработки 12 7.2.1. Основные системы регистрации. 12 7.2.2. Реги	 6.1. Структурные элементы системы. 6.1.1. Общие принципы построения (97). 6.1.2. Источники излучения (97). 6.1.3. Оптические блоки формирования СЛИ (98). 6.1.4. Цифровая регистрирующая аппаратура (100). 	97
 6.3. Система для исследования конвекции в жидкости	6.2. Системы с различными типами СЛИ	101
 6.4. 2D- и 3D-визуализация пограничного слоя	 6.3. Система для исследования конвекции в жидкости 6.3.1. Схема установки (103). 6.3.2. Источники излучения (104). 6.3.3. Объекты исследований и контроль температуры (105). 6.3.4. Методика проведения измерений (106). 	103
 6.5. Визуализация перемешивания в закрученных потоках	 6.4. 2D- и 3D-визуализация пограничного слоя	107
 6.6. Двухракурсные системы	6.5. Визуализация перемешивания в закрученных потоках 6.5.1. Методика визуализации перемешивания жидкостей (111). 6.5.2. Схема экспериментальной установки (111). 6.5.3. Результаты экспериментальных исследований (112). 6.5.4. Алгоритм обработки рефракционных картин (113). 6.5.5. Визуализация перемешивания методом двух скрещенных ЛП (114).	111
 6.7. Библиотека экспериментальных рефрактограмм	6.6. Двухракурсные системы 6.6.1. Рефрактограммы сложных объектов (114). 6.6.2. Рефрактограммы в рассеянном излучении (116). 6.6.3. 4D-рефрактограммы нестационарных потоков жидкости (119).	114
Список литературы 12 Глава 7. Цифровая регистрация и обработка рефрактограмм 12 7.1. Требования к системам регистрации и обработки 12 7.2. Цифровые системы регистрации 12 7.2.1. Основные характеристики систем регистрации (124). 7.2.2. 7.2.2. Регистрация на базе цифровой фотокамеры (125). 7.2.3.	6.7. Библиотека экспериментальных рефрактограмм	120
Глава 7. Цифровая регистрация и обработка рефрактограмм 12 7.1. Требования к системам регистрации и обработки 12 7.2. Цифровые системы регистрации 12 7.2.1. Основные характеристики систем регистрации (124). 7.2.2. Регистрация на базе цифровой фотокамеры (125). 7.2.3. Ре-	Список литературы	121
7.1. Требования к системам регистрации и обработки 12 7.2. Цифровые системы регистрации 12 7.2.1. Основные характеристики систем регистрации (124). 7.2.2. Регистрация на базе цифровой фотокамеры (125).	Глава 7. Цифровая регистрация и обработка рефрактограмм	123
 7.2. Цифровые системы регистрации	7.1. Требования к системам регистрации и обработки	123
	 7.2. Цифровые системы регистрации. 7.2.1. Основные характеристики систем регистрации (124). 7.2.2. Регистрация на базе цифровой фотокамеры (125). 7.2.3. Ре- 	124

гистрация на базе видеокамеры SONY (126). 7.2.4. Цифровая видеосистема «Видеоскан-285/Б-USB» (127).	
7.3. Цифровые модели рефрактограмм	139
7.4. Методы цифровой обработки рефрактограмм 7.4.1. Методы параметрического оценивания (144). 7.4.2. Анализ погрешностей алгоритма взвешивания (147). 7.4.3. Численные ме- тоды анализа рефрактограмм (151).	144
7.5. Рекомендации по регистрации и обработке рефрактограмм	152
Список литературы	153
Глава 8. Количественная диагностика неоднородностей	155
 8.1. Основные принципы количественной диагностики профиля неоднородности 8.2. Алгоритм восстановления температурного поля. 8.3. Температурный профиль сферического пограничного слоя. 8.4. Экспоненциальная модель пограничного слоя. 8.5. Принципы построения библиотеки рефрактограмм. 	155 156 159 163 166
Список литературы	167
Заключение	168
Контрольные вопросы	170
Предметный указатель	173

Наука начинается там, где начинают измерять.

Д. И. Менделеев

Предисловие

Лазерная рефрактография (ЛР) является концептуально новым рефракционным методом диагностики неоднородных сред, в основе которого лежит идея использования пространственно структурированного зондирующего лазерного излучения совместно с его цифровой регистрацией и компьютерными методами дифференциальной обработки рефракционных изображений.

Структурированное лазерное излучение (СЛИ) в методе ЛР можно трактовать как пространственный двумерный дискретный многопозиционный сигнал. Рефрактограмма (изображение) СЛИ, прошедшего через исследуемую неоднородную среду, регистрируется в плоскости наблюдения многопозиционным приемником и после предварительной обработки сравнивается с эталонными изображениями, соответствующими разным моделям неоднородностей. Такой подход позволяет использовать методы корреляционного анализа дискретных пространственных многопозиционных сигналов, каковыми собственно и являются рефрактограммы. По результатам сравнения экспериментальной рефрактограммы с эталонной — на основе корреляционной или иной выбранной метрики — осуществляется выбор модели неоднородности, наилучшим образом соответствующей экспериментальной рефрактограмме.

Различные комбинации, ориентация и расположение элементарных составляющих СЛИ позволяют *адаптировать* измерительную систему к структуре неоднородности, причем в силу протяженности источника излучения обеспечивается *одновременность* диагностики процесса в разных областях. *Дискретный* характер СЛИ оптимально соответствует современным цифровым методам регистрации и обработки изображений, что позволяет с высокой точностью проводить количественную диагностику среды.

Лазерная рефрактография возникла благодаря большим достижениям лазерных и информационных технологий: созданию дифракционных оптических элементов (ДОЭ) и разработке эффективных цифровых методов регистрации и обработки оптических изображений.

В силу практической *безынерционности* рефракционных измерений лазерная рефрактография может использоваться для диагностики не только стационарных, но и *нестационарных быстропротекающих процессов*. Кроме того, благодаря возможности создания узких зондирующих пучков метод адаптирован для диагностики *пограничных слоев и краевых эффектов*, а также для исследования процессов в Микро- и наноканалах. Метод ЛР может быть использован прежде всего в тех областях науки и техники, где требуется дистанционный невозмущающий мониторинг теплофизических, химических, аэрогидродинамических и технологических процессов. Поэтому предлагаемая монография будет полезна специалистам, разрабатывающим и внедряющим методы лазерной диагностики в исследовательскую практику своих лабораторий. Она может быть рекомендована также студентам и аспирантам этих специальностей.

В предлагаемой монографии обобщен многолетний опыт работы авторов и научного коллектива кафедры физики им. В. А. Фабриканта Московского энергетического института с учетом наиболее важных результатов, полученных учеными в нашей стране и за рубежом.

Авторы выражают благодарность зав. кафедрой основ радиотехники МЭИ(ТУ) профессору Гречихину В.А. за участие в написании главы 7; ведущему научному сотруднику кафедры физики им. В. А. Фабриканта Толкачеву А. В. за подготовку и проведение оригинальных экспериментальных исследований; доценту Скорняковой Н. М. за помощь в компьютерной подготовке монографии. Авторы выражают искреннюю признательность сотрудникам, результаты работ которых частично включены в монографию: Есину М. В., Орлову В.А., Савченко Е. В., Пудовикову Д. Е., а также аспирантам кафедры за помощь в проведении работ по компьютерной графике: Лапицкому К. М., Михалеву А. В., Нгуену В. Т., Степанову Е. В.

В монографию частично включены результаты работ, выполненных при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (проект РНП 2.1.2.686) и Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 07-07-13509).

Глава 1

введение

1.1. Рефракционные оптические методы диагностики сред

Активное применение в последнее время лазерных методов для диагностики в прозрачных средах полей акустического давления, температуры, плотности, солености, скорости течения в потоках [1] обусловлено их значительными преимуществами перед другими методами. Прежде всего, оптические измерения не искажают исследуемых полей, поскольку в большинстве случаев энергия, поглощаемая средой, достаточно мала. Кроме того, лазерные методы практически не имеют инерционных погрешностей, что позволяет проводить диагностику быстропротекающих процессов. Дополнительным преимуществом является возможность проведения дистанционных измерений. Лазерные методы позволяют исследовать поле показателя преломления, которое потом пересчитывается в искомое поле другой физической величины.

Разработка оптических методов диагностики неоднородных сред на качественно новом научном и техническом уровне стала возможной при появлении полупроводниковых лазеров видимого диапазона и дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [2], освоении производства цифровых видеокамер и фотоаппаратов с числом разрешаемых элементов более миллиона, компьютеров с быстродействием свыше 3 ГГц и объемом памяти свыше 100 Гбайт, а также развитии новых эффективных цифровых методов обработки оптических изображений.

Рефракционные методы диагностики неоднородных сред и потоков в последние годы переживают возрождение, обусловленное отмеченными выше факторами. Матричные фотоприемники и компьютеры позволили создать новые схемы лазерных градиентных рефрактометров: спекл, компьютерно-лазерный рефракционный метод (КОЛАР) [3], теневой фоновый метод (ТФМ) [4]. Лазерные пучки различной формы и хорошего качества создаются с помощью простых оптических элементов, разработаны сканирующие и многоканальные рефрактометрические системы [5].

Лазерная рефрактография (ЛР) — новый метод лазерной диагностики оптически неоднородных сред, основанный на явлении рефракции структурированного лазерного излучения (СЛИ) в оптически неоднородных средах, цифровой регистрации рефракционной картины (рефрактограммы) и ее компьютерной обработке. Данный метод применяется для визуализации и количественного исследования прозрачных стационарных и нестационарных неоднородных сред.

Прежде чем перейти к изложению основ данного метода, его достоинств и недостатков, необходимо кратко рассмотреть принципы классических методов визуализации оптически неоднородных сред [1]. В оптике существует несколько основных методов визуализации: фазовоконтрастный, теневой, интерференционный, поляризационный и голографический. Первые два из них, имеющие непосредственное отношение к теме монографии, относятся к классу рефракционных градиентных методов, основанных на рефракции оптического излучения в среде с градиентом показателя преломления. К этому же классу следует отнести и лазерную рефрактографию.

Историю развития рефракционных градиентных методов [6–8] от Р. Гука до наших дней условно можно разделить на два этапа: классический, когда использовались широкие коллимированные оптические пучки и пространственная фильтрация рефракционных изображений, и лазерно-компьютерный, когда используется структурированное лазерное излучение и компьютерная обработка рефракционных изображений. Проведем в данном аспекте описание и классификацию основных рефракционных градиентных методов, определим место лазерной рефрактографии в рамках данной классификации и сравним ее с другими методами (см. рис. 1.1).



Рис. 1.1. Классификация рефракционных градиентных методов

Как следует из рис. 1.1, основой предложенной классификации является разделение методов визуализации по характеру используемого оптического излучения. В классических теневых методах [6–8] (см. п. 1.2) преимущественно используются некогерентные источники света и широкие практически однородные оптические пучки, которые являются характерным примером неструктурированного излучения. Структурированным будем считать излучение с выраженной пространственной непрерывной или дискретной модуляцией интенсивности, которая может иметь как регулярный, так и хаотический характер.

В теневом фоновом методе ($T\Phi M$) (см. п. 1.3) изначально однородное некогерентное излучение от источника модулируется по интенсивности, отражаясь от хаотически или регулярно структурированного экрана, на фоне которого наблюдается визуализируемая прозрачная неоднородность. Визуализация неоднородности осуществляется за счет рефракционного смещения структурных элементов экрана.

В сканирующих и многоканальных рефрактометрических системах (см. п. 1.4) используются узкие лазерные или коллимированные некогерентные пучки. По рефракционному смещению пучков восстанавливается интегральное значение показателя преломления, т. е. метод является количественным. Одиночный сканирующий пучок следует скорее отнести к неструктурированному излучению, однако набор пучков в многоканальной лазерной рефрактометрической системе можно уже трактовать как прототип дискретно структурированного лазерного излучения.

В спекл-методе (см. п. 1.5) когерентное лазерное излучение, прошедшее через диффузор, образует хаотическую спекл-структуру, на фоне которой наблюдается визуализируемая неоднородность. Визуализация осуществляется за счет рефракционного смещения структурных спекл-элементов. По способу наблюдения объекта спекл-метод аналогичен ТФМ.

В лазерной рефрактографии (см. п. 1.6) в отличие от спекл-метода используется регулярно структурированное лазерное излучение, формируемое на основе специальных оптических элементов непосредственно на выходе источника излучения. Такой способ формирования СЛИ позволяет сохранить его высокую когерентность и обеспечить малую расходимость пучков, что позволяет использовать для описания СЛИ представления геометрической оптики (ГО). В рамках ГО модель СЛИ может быть представлена семействами лучей, образующих поверхности в виде дискретного набора плоскостей, вложенных цилиндров, конусов и др.

Проводя аналогию с ТФМ, можно трактовать источник СЛИ как «активный структурированный экран». Но в отличие от ТФМ высокая интенсивность и направленность излучения требуют изменения методики визуализации объекта, поэтому СЛИ, прошедшее через неоднородность, проецируется на экран в плоскости наблюдения, образуя так называемую 2D-рефрактограмму. Высокая интенсивность СЛИ позволяет наблюдение в рассеянном излучении 3D-рефрактограмм, т.е. поверхностей, образованных рефрагирующими геометрооптическими лучами.

Дискретный и регулярный характер рефрактограмм оптимальным образом обеспечивает их пригодность для цифровой регистрации и дифференциальной компьютерной обработки, что в отличие от теневых методов, основанных на оптической обработке изображений, позволяет достичь высокой точности количественной диагностики профиля неоднородности.

В последующих параграфах для получения более наглядного представления о классифицируемых методах описаны некоторые способы их реализации.

1.2. Классические теневые методы

Фазово-контрастный метод Цернике [9–11]. Оптическая схема установки для реализации метода Цернике показана на рис. 1.2. Излучение точечного источника света 1, проходит объектив 2, после которого получается плоский волновой фронт 3, и освещает фазовый объект (оптическую неоднородность) 4, преобразующий плоский волновой фронт в деформированный фронт 5. Визуализация этого фронта осуществляется с помощью объектива 6 и пространственного фильтра 7, установленного в фокальной плоскости объектива 6. Регистрация рефракционного изображения ведется в плоскости δ , где образуется распределение интенсивности, при определенных условиях линейно зависящее от распределения фазы в деформированном волновом фронте.



Рис. 1.2. Оптическая схема визуализации фазового объекта по методу Цернике: 1 — точечный источник света; 2, 6 — объективы; 3 — плоский волновой фронт; 4 — фазовый объект (оптическая неоднородность); 5 — деформированный волновой фронт; 7 — пространственный фильтр; 8 — плоскость регистрации рефракционного изображения

Плоскость регистрации 8 сопряжена с плоскостью, в которой находится фазовый объект 4, т. е. расстояния l_1 и l_2 и фокусное расстояние f удовлетворяют формуле линзы

$$\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} = \frac{1}{f}.$$

Центральным моментом данного метода является пространственный фильтр Цернике, устанавливаемый в фокальной области объектива. Фильтр имеет вид небольшой пластинки-диска, толщина которой равна

$$d = \frac{\lambda}{4(n-1)},$$

где λ — длина волны света; n — показатель преломления пластинки.

Фазовая пластинка Цернике создает сдвиг фазы для центрального дифракционного максимума на $\Delta \varphi = \pi/2$. Если w_0 — радиус фазовой пластинки в единицах пространственных частот, то амплитудный коэффициент пропускания фильтра Цернике будет

$$G(w) = 1$$
, если $|w| > \omega_0$, и $G(w) = -j$, если $|w| < w_0$.

Если фазовый объект создает малые фазовые сдвиги $\varphi(x,y)\ll 1$, то амплитудный коэффициент пропускания такого объекта можно записать в виде

$$t(x, y) = \exp\left\{j\varphi(x, y)\right\} \approx 1 + j\varphi(x, y).$$

После фазовой пластинки амплитудный коэффициент пропускания равен

$$t'(x,y) \approx j + j\varphi(x,y).$$

Поэтому распределение интенсивности света в плоскости изображения будет равно

$$I(x,y) \approx I_0[1 - 2\varphi(x,y)], \qquad (1.1)$$

где I_0 — величина интенсивности в плоскости изображения без фазового объекта. Из данного соотношения видно, что контраст отфильтрованного изображения по интенсивности линейно связан с функцией распределения фазы исследуемого объекта и является малой величиной. Контраст можно увеличить, если нулевой дифракционный максимум ослабить по амплитуде в τ раз, тогда (1.1) примет вид

$$I(x,y) \approx I_0[1 - 2\tau\varphi(x,y)]/\tau^2$$
.

Следует обратить внимание, что линейная связь между I(x, y) и $\varphi(x, y)$ получается только при условии $\varphi(x, y) \ll 1$, что существенно ограничивает применимость данного метода для анализа фазовых объектов.

Метод Цернике нашел широкое применение в микроскопии биологических объектов, которые в большинстве случаев являются фазовыми. За разработку данного метода и создание фазоконтрастного микроскопа Ф. Цернике получил Нобелевскую премию в 1953 г. Теневые методы на базе амплитудных фильтров. В экспериментальной аэродинамике широкое распространение нашли теневые методы на базе ножа Фуко, устанавливаемого в фокальной плоскости изображающего объектива [6]. Оптическая схема установки, реализующий данный метод, совпадает со схемой, показанной на рис. 1.1, где фазовая пластинка Цернике заменена амплитудным фильтром ножом Фуко. На практике используются разнообразные формы ножей, устанавливаемых под различными углами к горизонтальной оси. На рис. 1.3 показаны три положения ножей Фуко, визуализирующих различные направления градиента показателя преломления среды.



Рис. 1.3. Расположение ножей Фуко: *a*) для визуализации градиента *n* вдоль оси *ox*; *б*) для визуализации градиента *n* вдоль оси *oy*; *в*) двумерный нож Фуко для визуализации градиента *n* вдоль осей *ox* и *oy* одновременно

На рис. 1.4 показан пример визуализации ударной волны при сверхзвуковом обтекании модели крыла с помощью теневого прибора.

В отличие от ножа Фуко, который разбивает плоскость пространственных частот на две области с коэффициентами пропускания света $\tau_1 = 1$ и $\tau_2 = 0$, можно использовать поглощающий фильтр с тремя градациями [10], который делит эту плоскость на три области: темную $\tau_1 = 0$, серую $0 < \tau_2 < 1$ и светлую $\tau_3 = 1$. Ширина серой области,

расположенной на оптической оси, соответствует ширине нулевого дифракционного максимума. Этот фильтр позволяет не только визуализировать градиенты фаз волнового фронта по модулю, но и различать их по знаку.

Теневые методы на базе фазовых фильтров. Фазовый фильтр в виде фазового ножа располагается в плоскости пространственных частот так, что кромка ступеньки, создающей сдвиг фазы на $\Delta \varphi = 180^\circ$, проходит через точку, где $w_x = w_y = 0$, и ориенти-



Рис. 1.4. Визуализация ударной волны в сверхзвуковом газовом потоке

руется вдоль координатных осей *ох* или *оу*. Анализ работы такого фильтра методами гильберт-оптики показывает [7], что в отличие от амплитудного ножа Фуко в данном случае постоянный фон засветки

отсутствует. Чувствительность теневого прибора с фазовым ножом во много раз больше (около 5), чем чувствительность теневого прибора с амплитудным ножом Фуко. В качестве фазового фильтра используются также дифракционные решетки со сбоем [11].

Методы дефокусировки. Особое место в теневых приборах занимает метод визуализации, основанный на дефокусировке рефракционного изображения, т.е. установке регистрирующей плоскости вне области сопряжения [10], а также методы дефлектометрии на базе двух решеток Ронки [12]. Разновидностью метода дефокусировки является также метод, основанный на эффекте Тальбота, т.е. самовоспроизведении изображения транспаранта с периодическим пропусканием при дифракции света.

Особенностью этих методов является то, что полученное рефракционное изображение определяется второй производной от фазовой функции. Если фазовый объект, имеющий периодическую структуру, осветить коллимированным пучком света, то возникают изображения объекта в плоскостях, которые расположены в плоскостях изображения объекта на расстояниях

$$z_p = \frac{2md^2}{\lambda},$$

где *m* — целое число; *d* — период структуры,

Для визуализации такого объекта необходимо вести наблюдения в одной из плоскостей визуализации, которые расположены от объекта на расстояниях

$$z_v = \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{d^2}{\lambda}.$$

На рис. 1.5 показана схема визуализации с помощью двух решеток Ронки (метод муаровой дефлектометрии), между которыми находится исследуемый фазовый объект.



Рис. 1.5. Оптическая схема для визуализации объекта по методу муаровой дефлектометрии: *1* — точечный источник света; *2* — объектив; *3*, *5* — решетки Ронки; *4* — исследуемый объект; *6* — плоскость регистрации

Таким образом, приведенный краткий анализ классических теневых методов показывает, что:

 во всех рассмотренных выше методах используется излучение с плоским или сферическим волновым фронтом; для визуализации фазовых объектов используется оптическая фильтрация рефракционных изображений в фокальной плоскости;

— идеальный фильтр Цернике визуализируют фазовую функцию $\varphi(x,y)$ без каких-либо искажений,

— нож Фуко и фазовый нож преобразует амплитудный коэффициент пропускания фазового объекта в гильберт-образ этого коэффициента, поглощающий фильтр с тремя градациями визуализирует градиенты фазовой функции $(d/dx) \varphi(x, y)$ и $(d/dy) \varphi(x, y)$,

— методы фокусировки и муаровой дефлектометрии отображают вторую производную фазовой функций (d^2/dx^2) $\varphi(x,y)$ и (d^2/dy^2) $\varphi(x,y)$.

В табл. 1.1 приведены сравнительные характеристики наиболее распространенных теневых методов.

NºNº	Название метода	Форма фильтра	Характеристики визуализации
1	Фазово-контрастный Цернике		$\varphi(x,y)$
2	Нож Фуко		$ert darphi(x,y) / dx ert, \ ert darphi(x,y) / dy ert$
3	Фазовый нож, фильтр Гильберта		darphi(x,y)/dx
4	Фильтр с тремя градациями		$\pm d \varphi(x,y)/dx$
5	Дефокусировка, муаровая дефлектометрия		$ d^2\varphi(x,y)/dx^2 $

Таблица 1.1. Сравнительные характеристики теневых методов

1.3. Теневой фоновый метод

Современным этапом развития теневых методов явилось предложение использовать структурированные экраны при их некогерентном освещении [4, 13, 14, 15]. Данный вид излучения легко получается путем освещения некогерентным источником света, например, лампой накаливания, структурированного транспаранта, работающего на пропускание, либо экрана, работающего на отражение. Коэффициент отражения или пропускания может быть либо детерминированной функцией координат, либо случайной.

Схема установки, реализующая данный метод, показана на рис. 1.6. Она состоит из некогерентного источника света 1, который равномерно освещает полупрозрачный структурированный транспарант 2. Изображение данного транспаранта отображается объективом цифрового фотоаппарата 4 на ПЗС матрицу 5. Исследуемый фазовый объект 3 помещается между экраном 2 и цифровым фотоаппаратом 4.



Рис. 1.6. Оптическая схема рефрактометрической установки, на основе некогерентного структурированного излучения: *1* — некогерентный источник света; *2* — прозрачный структурированный транспарант; *3* — фазовый объект; *4* — объектив цифрового фотоаппарата; *5* — ПЗС матрица; *6* — компьютер

Данная рефрактометрическая система является изображающей, т. е. объектив дает изображение транспаранта (экрана): расстояния l_1 , l_2 и фокусное расстояние f удовлетворяют формуле линзы $1/l_1 + 1/l_2 = 1/f$.

Структурированный транспарант представляет собой детерминировано или случайно расположенные темные точки или другой формы фигуры на светлом фоне или светлые точки или другой формы фигуры, расположенные на темном фоне. Регистрируются два изображения транспаранта (экрана): без фазового объекта и с фазовым объектом. Компьютерное сравнение этих изображений с помощью специального программного обеспечения позволяет судить об основных характеристиках исследуемого фазового объекта. Сравнение этих изображений позволяет получить картину, показывающую усредненное по пути распространения света значение градиента показателя преломления. В ряде случаев удается решить и обратную задачу.

На рис. 1.7 показаны типичные виды структурированных экранов, а на рис. 1.8 последовательность получения рефракционного изображения нагретого шара в холодной воде [15].



Рис. 1.7. Виды структурированных экранов: *а*) детерминированное расположение линий; *б*) детерминированное расположение точек; *в* — случайное расположение точек; *г* — естественный экран — трава



Рис. 1.8. Последовательность получения рефракционного изображения нагретого шара в воде: *a*) изображение экрана с шаром, температура которого равна температуре окружающей среды; *б*) изображение экрана с нагретым шаром; *в*) результат компьютерной обработки

Изготовление транспарантов и экранов с произвольный структурой не представляет большой сложности. В качестве экрана могут быть использованы и естественные образования: трава, песок, снег, асфальт. Возможно изготовление экранов больших размеров, что делает этот метод пригодным и для исследования фазовых объектов большой протяженности, до сотни метров. Исследование таких объектов с помощью классических методов невозможно. Для обработки рефракционных картин могут быть использованы как стандартные методы обработки оптических изображений [16], так и специализированные [15].

Пространственная поперечная разрешающая способность R_h определяется углом зрения объектива, т. е. расстоянием от экрана до объектива l_1 , расстоянием от экрана до фазового объекта l_0 и диаметром объектива D (см. рис. 1.6)

$$R_h = \frac{1}{h} = \frac{l_1}{Dl_0},$$

из которого следует, что с точки зрения повышения разрешающей способности R_h необходимо уменьшать расстояние l_0 , т.е. приближать экран к фазовому объекту и уменьшать апертуру объектива. Это означает, что необходимо увеличивать глубину резкости объектива. К сожалению, уменьшение апертуры объектива приводит к уменьшению и потока света, попадающего на ПЗС матрицу.

Недостатком данного метода, как и любого прямотеневого метода, является невозможность совместить резкое изображение транспаранта (экрана), что необходимо для обработки изображений, и исследуемого объекта, что необходимо для информативной визуализации.

Следует заметить, что в данном методе регистрируется смещение элементов структурированного излучения, а не изменение освещенности в плоскости регистрации, как это имеет место в классических теневых методах.

В [17] показаны возможности данного метода для исследования воздушных потоков около лопастей вертолета и крыла самолета.

1.4. Лазерно-компьютерные сканирующие и многоканальные методы

Одним из основных недостатков классических рефракционных методов является то, что информация о фазовом объекте содержится в распределении освещенности в плоскости наблюдения, в то время как в лазерно-компьютерных методах информация о фазовом объекте содержится в смещении выделенных структурных элементов в плоскости наблюдения. Точность измерения смещения существенно выше, чем точность измерения абсолютного значения освещенности.

Безусловно, визуализирующую фазовый объект картину, получаемую в классическом теневом приборе, можно сфотографировать и с помощью цифрового фотоаппарата, однако обработка изображения при наличии объекта не может дать дополнительной информации при сравнении с исходным изображением без объекта. Другая ситуация имеет место, когда проводится эксперимент с помощью лазерно-компьютерных методов, в которых реализуются дифференциальный принцип получения информации и хорошо разработанные современные методы обработки оптических изображений, например, кросскорреляционный метод. Кроме того, цифровая регистрация позволяют непосредственно проводить компьютерную обработку изображений, что переводит рефракционные методы визуализации на новую ступень — возможность количественной диагностики.

Обобщенная схема лазерно-компьютерной рефракционной системы (рис. 1.9) состоит из источника когерентного излучения 1, оптической системы формирования структурированного излучения 2, диффузнорассеивающего экрана 4, цифровой системы регистрации рефракционного изображения 5, компьютера 6 с программным обеспечением



Рис. 1.9. Обобщенная схема компьютерно-оптической рефракционной системы: 1 — лазер; 2 — оптическая система формирования структурированного излучения; 3 — фазовый объект; 4 — диффузно-рассеивающий экран; 5 — цифровая система регистрации рефракционного изображения; 6 — компьютер; 7 — программное обеспечение

7. Исследуемый фазовый объект 3 помещается между системой 2 и экраном 4. Данная рефракционная система служит для определения характеристик прозрачных оптически неоднородных объектов (сред), оптических стекол, кристаллов, жидкостей, газа, плазмы.

Сканирующий лазерный рефрактометр [18–20]. Первые лазерные рефрактометрические исследования были выполнены именно с такими пучками, а регистрация их отклонения от прямолинейного распространения в оптически неоднородных средах проводилась с помощью позиционно-чувствительного фотоприемника (ПЧФ).

Четырехквадрантный ПЧФ позволяет измерять смещение лазерного пучка в любом направлении, причем определяется не только величина смещения, но и его направление. Достоинством такой измерительной системы является то, что выходной сигнал электрический, что позволяет использовать хорошо разработанные методы его обработки. Преимущество такой системы проявляется при исследовании нестационарных процессов, особенно быстродействующих, поскольку постоянная времени ПЧФ составляет мене 10⁻⁶ с. С помощью такой простой системы исследовалось распределение температуры в пограничном слое жидкости около нагретой вертикальной пластины [19].

На рис. 1.10 показана оптическая схема лазерного сканирующего рефрактометра, позволяющего исследовать структуру оптической неоднородности путем сканирования лазерного пучка в одном или двух направлениях. Она состоит из газового лазера 1, оптической системы формирования пучка с заданными характеристиками 2, сканера 3, блока управления сканером 9, объективов 4 и 6, ПЧФ 7, персонального компьютера 8, управляющего работой сканера и обрабатывающего полученную информацию.

В [19] была описана комбинированная система на базе объединения лазерного сканирующего рефрактометра и серийного теневого прибора ИАБ-458, с помощью которой проводились исследования вырождения турбулентности в стратифицированной жидкости [1].



Рис. 1.10. Схема лазерного сканирующего градиентного рефрактометра: *1* — газовый лазер; *2* — оптическая система формирования пучка; *3* — сканер; *4* и *6* — объективы; *5* — фазовый объект; *7* — ПЧФ; *8* — персональный компьютер; *9* — блок управления сканером

Многоканальная рефрактометрическая система [21–22]. Следующим этапом развития градиентной рефрактометрии с использованием структурированного лазерного излучения была разработка многоканальной рефрактометрической системы, состоящей из системы формирования многих пучков и матрицы ПЧФ (рис. 1.11). Это позволило исследовать нестационарное поле градиентов показателя преломления оптически неоднородной среды. По сравнению с классическим теневым прибором такая система имела существенные преимущества в быстродействии. Основным недостатком ее являлось малое число каналов, определяемое числом элементов матрицы ПЧФ. В [5] приведен сравнительный анализ классических, сканирующих и многоканальных лазерных градиентных рефрактометрических систем.

Ситуация существенно изменилась, когда начали широко применяться многоканальные ПЗС фотоприемники, которые позволяют реализовать многоканальные рефрактометрические системы с числом каналов до $5\cdot 10^6$.



Рис. 1.11. Оптическая схема многоканального лазерного измерителя градиента показателя преломления: *1* — лазер; *2* — двумерная дифракционная решетка; *3* — объектив; *4* — фазовый объект; *5* — матрица ПЧФ; *6* — электронный блок

1.5. Спекл-рефрактометрия

Структурированное оптическое излучение представляет собой пространственно модулированный по амплитуде пучок света. Такие пучки получаются из плоского или гомоцентрического пучка путем введения как классических оптических элементов, таких как амплитудные и фазовые решетки, решетки Ронки, плоскопараллельные стеклянные пластинки и др., так и с помощью специальных дифракционных элементов (ДОЭ), создаваемых методами компьютерной оптики.

Пространственная модуляция может быть осуществлена как по детерминированному закону, так и по случайному (шумоподобная модуляция) с коэффициентом модуляции (контрастом), близким к единице. Возможна также пространственно-временная модуляция лазерного пучка, например, модуляция лазерного пучка по пространству за счет сканирования лазерного пучка.

Рассмотрим один из способов создания хаотически структурированного излучения. После создания в 1960 г. первых газовых лазеров [23] было отмечено особое свойство их излучения — зернистость отраженных от шероховатой поверхности пучков. В дальнейшем оказалось, что эта зернистость обусловлена высокой пространственной когерентностью лазерного излучения, и она получила название «спекл-структура» лазерного пучка. В действительности, это типичное структурированное хаотическим образом излучение, получающееся всегда, когда лазерный пучок проходит через диффузор, или отражается от диффузно отражающей поверхности. Анализу характеристик спекл-структуры лазерного излучения посвящена обширная литература, для первого знакомства можно рекомендовать [24].

Рассмотрим основные характеристики спекл-полей при прохождении лазерного излучения через диффузор (рис. 1.12). Здесь лазерный пучок от газового лазера с высокой пространственной когерентностью 1 проходит отрицательную линзу 2 и расходящийся пучок 3 освещает прозрачный диффузор 4, после которого лазерное излучение приобретает спекл-структуру, т.е. зернистую. Эта спекл-структура наблюдается с помощью объектива 6 в плоскости регистрации 7. Случайное распределение поля в плоскости 7 не зависит от свойств диффузора, а определяется только длиной волны лазерного излучения и угловым размером объектива 6, т.е.

$$d_s \approx \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{\lambda l}{D},$$

где d_s — диаметр спекла; α — угловой размер объектива; l — расстояние от объектива до плоскости регистрации; D — диаметр объектива.

Таким образом, размер спеклов можно легко изменять, перемещая объектив или плоскость наблюдения. Спекл-стркутура обусловлена всецело когерентными свойствами лазерного излучения и получается как результат интерференции многих рассеянных волн со случайной



Рис. 1.12. Образование спекл-структуры при когерентном освещении диффузора: а) оптическая схема; б) фотография спекл-структуры. 1 — газовый лазер, 2 — отрицательная линза; 3 — расходящийся пучок; 4 — прозрачный диффузор; 5 — фазовый объект; 6 — объектив; 7 — плоскость регистрации

начальной фазой. Особенностью спекл-структуры является ее высокий контраст, так как в рассеянном поле всегда имеются точки, где амплитуда суммарного поля близка к нулю. В [25] была рассмотрена схема оптического градиентного рефрактометра, основанного на свойствах спекл-структуры.

1.6. Лазерная рефрактография

Сутью метода ЛР является зондирование исследуемой среды структурированным лазерным излучением, регистрация прошедшего среду излучения с помощью цифровой видеокамеры, компьютерная обработка рефракционных изображений с целью восстановления свойств среды.

Для получения более наглядного представления о методе лазерной рефрактографии рассмотрим основные принципы его реализации.

Прототипом лазерной рефрактографии является метод, основанный на использовании плоско-структурированного лазерного излучения (лазерной плоскости — ЛП). В этом компьютерно-лазерном рефракционном (КОЛАР) методе исследования пространственно неоднородных потоков используется цифровая обработка рефракционных картин, полученных при просвечивании потока одной или несколькими ЛП, в отличие от классических теневых методов, в которых поток зондируется одним широким световым пучком [5]. В зависимости от исследуемого явления лазерные плоскости могут быть ориентированы в пространстве произвольным образом. С помощью цифровой видеокамеры регистрируется изменение формы изображения ЛП, наблюдаемых на полупрозрачном экране, относительно их первоначальных состояний.

На рис. 1.13 показана схема экспериментальной установки по методу КОЛАР, предназначенная для исследования естественной конвекции в жидкости около нагретых тел. Она состоит из лазера 1, оптической системы формирования лазерной плоскости 2, кюветы с жидкостью 3, нагретого тела 4, диффузно-рассеивающего экрана 5,



Рис. 1.13. Схема экспериментальной установки по методу КОЛАР: 1 — лазер; 2 — оптическая система формирования лазерной плоскости; 3 — кювета с жидкостью; 4 — нагретое тело; 5 — диффузно-рассеивающй экран; 6 — цифровая видеокамера; 7 — персональный компьютер

цифровой видеокамеры *6*, персонального компьютера 7 и специального программного обеспечения.

На рис. 1.14 (см. цв. вкл.) показаны типичные изображения лазерной плоскости, полученные на данной установке.

На рис. 1.15, a (см. цв. вкл.) показана схема КОЛАР установки с двумя параллельными лазерными плоскостями. Она состоит из гелий-неонового лазера 1, оптической системы 2 формирования двух параллельных лазерных плоскостей, исследуемого потока 3, полупрозрачного экрана 4, цифровой камеры 5, персонального компьютера 6 со специальным программным обеспечением 7. На рис. 1.15, b (см. цв. вкл.) приведена фотография данной установки, используемой для визуализации процесса перемешивания различных жидкостей, а на рис. 1.16 — примеры визуализации пограничной области около остывающего в холодной воде нагретого латунного цилиндра.

Классические оптические элементы позволяют получать структурированное лазерное излучение очень ограниченного вида: узкого пучка, плоскости, креста.

Положение существенно изменилось в связи с появлением компактных дифракционных оптических элементов (ДОЕ), изготавливаемых методами компьютерной оптики [2]. Именно это обстоятельство совместно с современными достижениями в области полупроводниковых лазеров, компьютерной техники и компьютерных методов обработки изображений [16] послужило началом развития нового направления лазерной градиентной рефрактометрии — лазерной рефрактографии.

На рис. 1.17 (см. цв. вкл.) показаны рефрактограммы пограничного слоя около нагретого шара на основе СЛИ в виде совокупности конусных пучков, полученных с помощью ДОЭ.

«Графический» характер рефракционных картин СЛИ соответствует термину лазерная рефрактография, а сами рефракционные картины называются рефрактограммами.

По существу, наблюдаемая на экране 2D-рефрактограмма представляет собой 2D-изображение пространственно структурированного источника излучения, созданное оптической системой, в качестве которой выступает исследуемая среда. 3D-рефрактограмма представляет собой 3D-изображение поверхности, образованной рефрагирующими в среде лучами от источника СЛИ и может быть получена на основе совокупности экспериментальных или расчетных двумерных рефрактограм в разных сечениях с помощью специальных методов обработки. Как уже было сказано выше 3D-рефрактограмма может быть экспериментально визуализирована в рассеянном излучении. Использование СЛИ позволяет также проводить 3D-визуализацию каустик и прослеживать их формирование на основе эволюции 2D-рефрактограмм.

Рефрактограмма является, в определенном смысле, «портретом» исследуемой среды, который может быть сопоставлен с набором элементарных рефрактограмм типичных неоднородностей, что позволяет непосредственно при визуализации рефрактограммы осуществлять экспресс-диагностику среды, т.е. делать качественные выводы относительно изменения ее параметров в течение времени.

Использование цифровых методов регистрации и обработки рефрактограмм, а также специального программного обеспечения для решения обратной задачи восстановления профиля неоднородности позволяет проводить ее количественную диагностику одновременно с визуализацией. Поэтому можно сказать, что лазерная рефрактография является методом количественной визуализации.

Различные комбинации, ориентация и расположение элементарных составляющих СЛИ позволяют адаптировать измерительную установку к структуре неоднородности, причем из-за протяженности источника излучения обеспечивается одновременность диагностики процесса в разных областях.

В силу практической безынерционности рефракционных измерений лазерная рефрактография может использоваться для исследования не только стационарных, но и нестационарных быстропротекающих процессов, в том числе тепловых процессов в жидкости, газе и плазме, естественной конвекции в жидкости около нагретых или охлажденных тел, количественной диагностики температурных полей в погранслое при использовании технологий охлаждения и нагрева, процессов перемешивания различных жидкостей в аппаратах химической технологии и т.п.

Кроме того, благодаря возможности создания узких зондирующих пучков метод лазерной рефрактографии адаптирован для исследования пограничных и краевых эффектов, а также процессов в микроструктурах.

Список литературы

- 1. *Ринкевичюс Б.С.* Лазерная диагностика потоков. М.: Изд-во МЭИ, 1990. 287 с.
- Методы компьютерной оптики / Под ред. В. А. Сойфера. М.: Физматлит, 2003. — 687 с.

- Евтихиева О.А., Имшенецкий А.И., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Компьютерно-лазерный рефракционный метод исследования оптически неоднородных потоков // Измерительная техника. 2004. № 6. С. 15–18.
- 4. Skornyakova N. M., Popova E. M., Rinkevichius B. S., Tolkachev A. V. The investigation of heat transfer by Background Oriented Shlieren Method // CD-ROM Proc. of the 12th Intern. Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics. — Lisbon, 2004.
- 5. Гуменник Е. В., Ринкевичюс Б. С., Евтихиева О. А., Чашечкин Ю. Д. Совместное использование качественных и количественных рефрактометрических методов // Инженерно-физ. журн. 1986. Т. 50, № 4. С. 597–604.
- Белозеров А. Ф. Оптические методы визуализации газовых потоков. Казань: Изд-во Казанск. гос. техн. ун-та, 2007. — 747 с.
- 7. *Settles G. S.* Schlieren and shadowgraph techniques: visualizing phenomena in a transparent media. Berlin: Springer, 2001.
- Евтихиев Н. Н., Евтихиева О. А.,, Компанец И. Н., Краснов А. Е., Кульчин Ю. Н., Одиноков С. В., Ринкевичюс Б. С. Информационная оптика/Под ред. Н. Н. Евтихиева — М.: Изд-во МЭИ, 2000. —612 с.
- Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику: Пер. с англ. / Под. ред. Г.И. Косоурова. — М.: Мир, 1970.
- 10. Сороко Л. М. Гильберт-оптика. М.: Наука, 1981. 159 с.
- 11. Арбузов В. А., Дубнищев Ю. Н. Методы гильберт-оптики в измерительных технологиях. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2007. 316 с.
- Doroscko M. V., Kharatsov P. P., Penyazkov O. G., Shikh I. A. Measurement of admixture concentration fluctuation in a turbulente shear flow using an averaged Talbot-Image // CD Rom Proc. of the 12th Intern. Symposium on Flow Visualization, Goettingen, Sept. 10–14, 2006.
- Meier G. E. A. Computerized background-oriented schlieren // Experiments in Fluids. 2002. V. 33. P. 181–187.
- 14. Skornyakova N. M., Popova E. M., Rinkevichius B. S., Tolkachev A. V. Correlaton processing of BOS pictures // CD Proc. of the 5th Intern. Symposium on Particle Image Velocimetry. Pusan, Korea, 2003. Paper 3209. 11 p.
- 15. Попова Е. М., Толкачев А. В., Скорнякова Н. М. Применение теневого фонового метода для исследования естественной конвекции // Оптические методы исследования потоков: Труды VII Междунар. научно-техн. конф. / Под ред. Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса. — М.: Изд-во МЭИ, 2003. С. 126–129.
- Методы компьютерной обработки изображений / Под ред. В. А. Сойфера. М.: Физматлит, 2001. — 780 с.
- Клинге Ф., Компенханс Ю. Современное развитие и применение теневого фонового метода (ТФМ) //Оптические методы исследования потоков: Труды IX Междунар. научно-техн. конф. / Под ред. Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса. — М.: Изд-во МЭИ, 2007. — С. 22–25.
- Гуменник Е.В. Разработка сканируемого лазерного рефрактометра. Авт. дис. канд. тех. наук. — М.: ВНИИОФИ, 1982.
- Гуменник Е. В., Ринкевичюс Б. С. Использование рефракции сканируемого лазерного пучка для исследования структуры прозрачных неоднородностей // ТВТ. 1987. Т. 25, № 6. С. 1191–1200.

- 20. Гуменник Е.В., Ринкевичюс Б.С. Сканирующий лазерный рефрактометр // Приборы и техника эксперимента. 1990. № 1. С. 244.
- 21. Евтихиева О.А., Ринкевичюс Б.С. Способ регистрации поля градиента показателя преломления и устройство для его осуществления. Авт. свид. № 704339. Приоритет от 4.06.1978.
- 22. Евтихиева О.А. Многоканальный лазерный рефрактометр для измерения нестационарных градиентов показателя преломления. Авт. дис. канд. тех. наук. М.: МИГАиК, 1980. 19 с.
- 23. *Карлов Н. В.* Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1987. 319 с.
- 24. Франсон М. Оптика спеклов: Пер. с фр. М.: Наука, 1980.
- Shatokhina N. A., Rinkevichius B. S., Zubov V. A. Using specle interferometry for the analysis of the refractive index gradient distribution in fluid and gas flows // Laser anemometry. Advances and Applications/Eds. B. Ruck, Leder A., Dopheide D. — Karlsruhe, 1997. — P. 399–406.
- 26. Ринкевичюс Б. С. Современные лазерно-компьютерные методы диагностики газовых потоков // Фундаментальные проблемы высокоскоростных течений: Тез. докл. — Жуковский: Изд-во ЦАГИ, 2004. — С. .412–414.
- Yesin M. V., Evtikhieva O. A., Orlov S. V., Rinkevichius B. S., Tolkachev A. V. Laser refractometral method for visualization of liquid mixing in twisted flows // CD Rom Proc. of the 10th Intern. Symposium on Flow Visualization, Kyoto, Aug. 26–29, 2002. Paper No. F037. P. 1–8.
- Евтихиева О.А., Есин М.В., Орлов С.В., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Лазерный рефракционный метод исследования жидкостей в закрученных потоках // Третья Российск. национальная конф. по теплообмену. — М.: Изд-во МЭИ, 2002. — Т.1. С. 197–200.
- 29. Rinkevichius B. S., Raskovskaya I. L., Tolkachev A. V. Laser refractography — the new technology of the transparent heterogeneities quantitative visualization // CD Rom Proc. of ISFV13 — 13th Intern. Symposium on Flow Visualization. FLUVISU12 — 12th French Congress on Visualization in Fluid Mechanics, Nice, France, July 1–4, 2008. Paper 085.

Глава 2

СТРУКТУРИРОВАННОЕ ЛАЗЕРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

2.1. Основные виды СЛИ

Структурированное лазерное излучение (СЛИ) представляет собой пространственно модулированное по амплитуде излучение, получаемое с помощью классических оптических элементов, дифракционных оптических элементов (ДОЭ) или структурированного экрана [1,2].

Основные элементы источников излучения приведены в табл. 2.1 и классифицируются по форме пространственных геометрических фигур, образованных лучами от источника: это линейно-структурированное, плоско-структурированное, конусно-структурированное лазерное излучение. Двумерные фигуры, приведенные в таблице, представляют собой сечения пучков, образованных семейством геометрооптических лучей от источника.

Типы источников	Линейные	Плоские	Конусные
Сечение СЛИ			\bigcirc

Таблица 2.1. Основные элементы структурированного лазерного излучения

Комбинацией основных элементов излучения можно создавать и другие источники, адаптированные к структуре неоднородности и к форме поверхности тел, вблизи которых исследуются пограничные слои [3]. Для диагностики объемных неоднородностей целесообразно создавать измерительные «сетки» из элементарных источников.

Очевидно, что идеализированное представление сечений СЛИ в виде геометрических фигур справедливо в приближении геометрической оптики, поэтому при работе с реальными измерительными установками следует оценивать погрешность, обусловленную дифракционными эффектами для определения границ применимости метода. Например, плоско-структурированное лазерное излучение, называемое еще «лазерной плоскостью» (ЛП), в действительности представляет астигматический лазерный пучок эллиптического сечения, дифракционная расходимость которого определяется на основе известных методов квазиоптики [4]. В следующих параграфах рассмотрены физические принципы формирования простейшего СЛИ на основе гауссовских лазерных пучков.

2.2. Гауссовы пучки

2.2.1. Свойства лазерного излучения. Излучение лазеров отличается от излучения обычных тепловых и люминесцентных источников света своей высокой когерентностью, т.е. монохроматичностью и направленностью. Оба этих свойства очень важны для лазерной рефрактографии. Монохроматичность излучения позволяет не учитывать дисперсию среды, а узкая направленность позволяет создавать новый вид излучения — структурированное излучение — с помощью простых оптических систем.

Лазер представляет собой систему, состоящую из активной (усиливающей) среды и резонатора, содержащего два или более зеркал с большим коэффициентом отражения. Если усиление среды превышает потери и резонатор обеспечивает положительную обратную связь, тогда на выходе лазера получается узконаправленное монохроматичное излучение — лазерный пучок [5]. В большинстве случаев это излучение является поляризованным.

Пространственные характеристики лазерного излучения определяются его модовым составом. В резонаторе образуются поперечные электромагнитные волны, обозначаемые как TEM_{mn} моды, где m и n — целые числа, принимающие значения m, $n = 0, 1, 2, 3, \ldots$. Различают два режима генерации лазерного излучения: многомодовый и одномодовый. Одномодовый режим работы лазера характеризуется одним набором индексов m и n, а многомодовый режим — совокупностью значений m и n. Для TEM_{mn} моды распределение амплитуды напряженности электрического поля в поперечном сечении пучка для прямоугольных зеркал резонатора описывается следующим выражением [5]:

$$A(x,y) = A_0 H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right) H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w}\right) \exp\left\{-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right\},\tag{2.1}$$

где A_0 — коэффициент, определяющий амплитуду поля; $H_m(x)$ и $H_n(x)$ — полиномы Эрмита m-й и n-й степени; w — радиус лазерного пучка. Полиномы Эрмита первых трех степеней имеют вид

$$H_0(x) = 1$$
, $H_1(x) = 2x$, $H_2(x) = 4x^2 - 2$, $H_3(x) = 8x^3 - 12x$.

Распределение амплитуды поля по сечению пучка для первых четырех мод низшего порядка показано на рис. 2.1.

Радиус лазерного пучка в (2.1) является масштабным параметром, зависящим от конфигурации резонатора и изменяющимся вдоль оси пучка. Радиусы пучка w на зеркалах и в перетяжке w_0 , где размер



Рис. 2.1. Распределение амплитуды поля по сечению пучка для первых четырех мод

пучка минимален, определяются радиусами кривизны зеркал и расстоянием между ними. Если одно из зеркал плоское, перетяжка располагается на нем; если радиусы кривизны зеркал одинаковы, перетяжка в середине резонатора.

Рассмотренные характеристики лазерного излучения соответствуют идеализированному случаю. В действительности наблюдаются отступления от идеального распределения амплитуды поля по сечению пучка и спектра излучения, связанные с различного рода флуктуациями параметров активной среды и резонатора. Все флуктуации в лазерах принято разделять на естественные и технические. Естественные флуктуации обусловлены атомарной структурой активной среды и квантовым характером лазерного излучения, технические — медленными изменениями параметров резонатора и активной среды (флуктуации коэффициента усиления и показателя преломления по сечению пучка). Технические флуктуации можно снизить повышением стабильности резонатора и параметров активной среды.

Пространственная когерентность лазерного излучения — это корреляция между возмущениями в двух пространственно разнесенных точках в один и тот же момент времени, которая сказывается на видности интерференционной картины и измеряется методом Юнга [4]. Модуль комплексной степени пространственной когерентности для газовых лазеров, работающих в одномодовом режиме, близок к единице. Однако следует учитывать, что на пространственную когерентность лазерного пучка существенное влияние оказывает среда, через которую он проходит.

Расходимость лазерных пучков зависит от формы и расположения зеркал резонатора. Если зеркала плоские, расходимость определяется

дифракционными потерями. В промышленных газовых лазерах расходимость составляет 5'-20', в полупроводниковых — десятки градусов.

Поляризация излучения газовых лазеров, в которых используются газоразрядные трубки с окошками, установленными под углом Брюстера, линейна. Плоскость поляризации лазерного излучения лежит в плоскости падения пучка на окошко.

В газовых лазерах с использованием газоразрядных трубок с внутренними зеркалами поляризация лазерного пучка зависит от настройки резонатора. Как правило, в таких лазерах используется продольное магнитное поле, что позволяет получать двухчастотный режим генерации. Излучение на частотах ν_1 и ν_2 обладает круговой поляризацией.

2.2.2. Характеристики гауссова пучка. Анализ процессов лазерной диагностики потоков наиболее удобно проводить на примере лазерных пучков основной, TEM₀₀, моды, называемых гауссовыми, поскольку изменение амплитуды поля в пучке в любом поперечном сечении описывается гауссовой кривой (рис. 2.2).



Рис. 2.2. Изменение параметров гауссова пучка вдоль оси его распространения

Гауссов пучок характеризуется следующими параметрами: радиусом пучка w, радиусом кривизны волнового фронта R(z), расположением перетяжки, где радиус пучка минимален, радиусом пучка в перетяжке w_0 , конфокальным параметром пучка

$$R_0 = \frac{kw_0^2}{2},$$
 (2.2)

где k — волновое число, углом расходимости в дальней зоне θ .

Свойства гауссова пучка рассмотрены в [4–6]. Радиус такого пучка определяется как расстояние, на котором амплитуда поля уменьшается в e раз по сравнению с амплитудой поля на оси пучка. (Иногда радиус гауссова пучка определяют как расстояние, на котором интенсивность поля уменьшается в e раз по сравнению с интенсивностью поля на оси пучка.) Гауссов пучок имеет минимальный диаметр 2w₀ в перетяжке, где волновой фронт является плоским. Изменение радиуса пучка по мере удаления от перетяжки описывается следующим соотношением:

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{R_0}\right)^2 \right]^{1/2},$$
(2.3)

где z — расстояние от перетяжки. На больших расстояниях, когда $(z/R_0)^2 \gg 1$, радиус пучка увеличивается с расстоянием z:

$$w(z) = \frac{w_0 z}{R_0}.$$
 (2.4)

Радиус кривизны волнового фронта R(z) гауссова пучка зависит от расстояния z, отсчитываемого от перетяжки:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{R_0}{z}\right)^2 \right]. \tag{2.5}$$

По мере удаления от перетяжки радиус кривизны уменьшается и на расстоянии $z = R_0$ принимает минимальное значение $R_{\min} = 2R_0$.

Далее радиус кривизны возрастает и асимптотически стремится к z. Taким образом, на большом расстоянии волновой фронт гауссова пучка представляет собой сферу с радиусом кривизны z, центр которой находится в перетяжке. Область, где радиус кривизны уменьшается с увеличением расстояния z, называется ближней зоной гауссова пучка, а область, где радиус кривизны увеличивается с расстоянием z — дальней зоной. Ближняя от перетяжки зона располагается на расстоянии $z \leqslant R_0$, дальняя — от $z = R_0$ до бесконечности. На рис. 2.3 представлены зависимости R₀ от w₀ для различных лазеров. На большом расстоянии от перетяжки (дальняя зона) гауссов пучок можно охарактеризовать углом расходимости: $\theta = w_0/R_0$.



Рис. 2.3. Зависимость конфокального параметра от радиуса перетяжки гауссова пучка: $1 - \lambda = 0,488$ мкм; $2 - \lambda = 0,633$ мкм; $3 - \lambda = 1,06$ мкм

Распределение напряженности поля гауссова пучка имеет вид:

$$E(x, y, z, t) = A_0 \left[\frac{w_0}{w(z)} \right] \exp\{-j\omega t\} \times \\ \times \exp\left\{ j \left[kz + \frac{k(x^2 + y^2)}{2R(z)} + \varphi \right] - \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \right\}.$$
 (2.6)



Рис. 2.4. Изменение параметров гауссова пучка вдоль оси z

Здесь A_0 — значение амплитуды поля на оси пучка в перетяжке; ω — круговая частота; $\varphi = \operatorname{arctg}(z/R_0)$ — сдвиг фазы на оси.

Зависимости w(z), φ и R(z) от расстояния z/R_0 представлены на рис. 2.4.

Значение амплитуды поля A_0 на оси пучка в перетяжке можно выразить через мощность лазерного пучка P следующим образом. Распределение напряженности поля гауссова пучка в перетяжке

$$E(x, y, 0, t) = A_0 \exp\{-j\omega t\} \exp\{-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\},\$$

тогда в соответствии с [2] $P = Q A_0^2 \pi w_0^2 / 2$, откуда получим

$$A_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2 Q},$$
 (2.7)

где $Q = 1,35 \cdot 10^{-3}$. Например, если лазерный пучок мощностью 10 мВт сфокусирован в пятно радиусом 50 мкм, то $A_0 = 4,4 \cdot 10^4$ В/м.

2.2.3. Распространение гауссова пучка через оптические элементы. Рассмотрим изменение гауссова пучка после прохождения линзы с фокусным расстоянием f, установленной на расстоянии l_1 от перетяжки (рис. 2.5). Такая линза преобразует гауссов пучок с радиусом в перетяжке w_{01} в пучок с радиусом w_{02} , причем [6]:

$$w_{02} = w_{01} \left[\left(1 - \frac{l_1}{f} \right)^2 + \frac{R_{01}^2}{f^2} \right]^{-1/2}.$$
 (2.8)

Местоположение перетяжки определяется соотношением:

$$1 - \frac{l_2}{f} = \left(1 - \frac{l_1}{f}\right) \left[\left(1 - \frac{l_1}{f}\right)^2 + \frac{R_{01}^2}{f^2} \right]^{-1}.$$
 (2.9)

В этих формулах отношения l_1/f и l_2/f положительны, если линза собирающая, и отрицательны, если линза рассеивающая. Когда в ре-



Рис. 2.5. Преобразование гауссова и гомоцентрического пучков тонкой линзой: *a*) гауссов пучок; *б*) гомоцентрический пучок

зультате расчета оказывается, что l_2 — отрицательно, пучок после линзы продолжает расходиться. Если в (2.9) принять $R_{01} = 0$, получим хорошо известную формулу линзы для гомоцентрических пучков.

Проанализировав полученные результаты, заметим, что расстояние l_2 для гауссового пучка может быть меньше или больше расстояния l'_2 для гомоцентрического пучка в зависимости от отношения l_1/f : при $l_1/f > 1$ имеем $l_2 > l'_2$, при $l_1/f > 1 - l_2 < l'_2$.

Определим условия, при которых линза с фокусным расстоянием f преобразует гауссов пучок так, что $w_{02} = w_{01}$. Как известно из геометрической оптики, линейное увеличение оптической системы равно 1, если $l_1 = 2f$. Для гауссового пучка из (2.9) получим, что в этом случае линза должна быть удалена от перетяжки на расстояние l_1 , соответствующее условию

$$l_1 = f \pm (f^2 - R_{01}^2)^{1/2},$$

т.е. расстояние l_1 зависит от конфокального параметра пучка R_{01} . В частности, если $R_{01} = f$, линзу необходимо установить на расстоянии f от перетяжки. Как известно, для гомоцентрического пучка при $l_1 = f$ на выходе линзы получается параллельный пучок света. При $l_1 = f$ для гауссова пучка имеем $w_{02} = w_{01}f/R_{01}$, т.е. увеличение оптической системы определяется отношением фокусного расстояния линзы к конфокальному параметру пучка. Радиус пучка в перетяжке после линзы может быть меньше или больше радиуса пучка в перетяжке до линзы. Из (2.8) следует, что для достижения минимального размера пятна необходимо выбрать короткофокусную линзу и отодвинуть ее на большое расстояние. Если $l_1 \gg R_{01} - f$, то $w_{02} = w_{01}f/(f + l_1)$. При этом необходимо иметь в виду, что из-за аберраций линз и явления дифракции получить размер перетяжки меньше 5 мкм трудно.

Часто возникает необходимость преобразовать гауссов пучок с перетяжкой w_{01} в пучок с перетяжкой w_{02} с помощью линзы с фокусным расстоянием f. Такое преобразование получается, если линза установлена на расстоянии l_1 от перетяжки, удовлетворяющем соотношению

$$l_1 = f \pm R_{01} \left(\frac{f^2}{f_0^2} - 1\right)^{1/2},$$
(2.10)

2 О. А. Евтихиева, И. Л. Расковская, Б. С. Ринкевичюс

а перетяжка с радиусом w_{02} получается на расстоянии l_2 от линзы

$$l_2 = f \pm R_{02} \left(\frac{f^2}{f_0^2} - 1\right)^{1/2},$$
(2.11)

где $f_0^2 = R_{01}R_{02}$ и знаки в формулах должны быть одинаковы. При этом необходимо иметь в виду, что такое преобразование возможно только при условии, что $f \ge f_0$.

На практике чаще решается обратная задача: какую выбрать линзу и как ее установить, чтобы получить перетяжку определенного размера на заданном расстоянии. Из (2.8) и (2.9) получим выражения для расчета фокусного расстояния линзы и ее местоположения при заданных параметрах исходного пучка w_{01} , размера перетяжки w_{02} , которую необходимо получить, и расстояния l_2 между линзой и перетяжкой:

$$f = \frac{l_2 R_{01} - \sqrt{R_{01} R_{02} (R_{02}^2 - R_{01} R_{02} + l_2^2)}}{R_{01} - R_{02}},$$

$$l_1 = f + \left[\frac{R_{01} (f^2 - R_{01} R_{02})}{R_{02}}\right]^{1/2}.$$

С помощью одной линзы можно обеспечить заданные параметры, если выполнено следующее условие:

$$l_2^2 \ge R_{02}^2 \left[\frac{R_{01}}{R_{02}} - 1 \right].$$

Это означает, что с помощью одной линзы не всегда удается получить перетяжку гауссова пучка заданного размера.

Большими функциональными возможностями обладает двухлинзовая система (рис. 2.6), в которой преобразование гауссова пучка описывается следующими выражениями [9]:

$$R_{03} = f_1^2 f_2^2 \frac{R_{01}}{[(f_1 - l_1)(l_2 - f_2) + l_1 f_2]^2 + R_{01}^2 (f_1 + f_2 - l_2)^2},$$

$$l_3 = \frac{f_2 \{ [f_1 l_1 + l_2 (f_1 - l_1)] [(f_1 - l_1)(l_2 - f_2) + l_1 f_2] + R_{01}^2 (f_1 - l_2) (f_1 + f_2 - l_2) \}}{[(f_1 - l_1)(l_2 - f_2) + l_1 f_1]^2 + R_{01}^2 (f_1 + f_2 - l_2)^2},$$

где f_1 и f_2 — фокусные расстояния первой и второй линз соответственно; l_1 — расстояние от перетяжки гауссова пучка до первой линзы; l_2 — расстояние от первой линзы до второй линзы; l_3 — расстояние от второй линзы до новой перетяжки гауссова пучка.

Из этих формул можно получить и соотношения для решения обратной задачи: каковы должны быть параметры линз f_1 и f_2 и расстояния $l_1 - l_3$, чтобы обеспечить заданную перетяжку w_{03} при известной перетяжке w_{01} . Примеры расчета упрощенной двухлинзовой оптической



Рис. 2.6. Преобразование гауссова пучка двухлинзовой системой

системы, обеспечивающей параметры гауссовского пучка, которые не достижимы в однолинзовой системе, приведены в [9].

При расчете характеристик оптических схем лазерных рефрактографических систем необходимо определить параметры гауссова пучка, прошедшего через наклонные плоскопараллельные пластины, например, окна, ограничивающие исследуемый поток, участки среды с различными показателями преломления, граница раздела которых наклонена к оси падающего пучка. В этом случае гауссов пучок становится астигматичным, т. е. местоположение перетяжек и радиусы кривизны пучка в меридиональной и сагиттальной плоскостях не совпадают. Расчетные формулы для определения параметров пучка в этом случае приведены в [9]. Классические гауссовы пучки являются основой для формирования с помощью оптических элементов простейших видов СЛИ, рассмотренных в следующих параграфах.

2.3. Формирование СЛИ на основе оптических элементов

2.3.1. Лазерная плоскость. Лазерные рефрактографы на базе астигматического лазерного пучка — лазерной плоскости (ЛП) — являются в настоящее время наиболее распространенными. В зависимости от решаемых задач требования к параметрам лазерной плоскости весьма разнообразны и поэтому используются различные системы ее формирования.

Однолинзовая система. Рассмотрим характеристики однолинзовой системы формирования лазерной плоскости (рис. 2.7). На пути лазерного пучка 1, обладающего малой расходимостью, устанавливается отрицательная или положительная короткофокусная цилиндрическая линза 2, которая сначала фокусирует, а затем расширяет лазерный пучок только в одной плоскости.

Для безаберрационной линзы ширина ЛП вдоль оси ox h(z) и толщина ЛП вдоль оси oy t(z) рассчитываются по следующим формулам:

$$h(L) = 2w_1 \left[1 + \left(\frac{l_2 - l_1}{R_{01}}\right)^2 \right]^{1/2}, \qquad (2.12)$$

$$t(L) = 2w_0 \left[1 + \left(\frac{L}{R_0}\right)^2 \right]^{1/2},$$
(2.13)



Рис. 2.7. Однолинзовая оптическая система формирования лазерной плоскости: *a*) вид в плоскости *хог*; *б*) вид в плоскости *уог*; *в*) сечение СЛИ. *1* — лазер; 2 — цилиндрическая линза; 3 — плоскость регистрации

где w_0 — радиус перетяжки лазерного пучка; w_1 — размер перетяжки лазерного пучка после линзы; l_0 — расстояние от перетяжки лазера до линзы; l_1 — расстояние от линзы до новой перетяжки; l_2 — расстояние от линзы до плоскости наблюдения; R_0 — конфокальный параметр исходного пучка, R_{01} — конфокальный параметр сфокусированного пучка. Конфокальные параметры R_0 и R_{01} рассчитываются по формулам:

$$R_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad R_{01} = \frac{\pi w_1^2}{\lambda}.$$

Размер новой перетяжки *w*₁ рассчитывается по формуле преобразования гауссова пучка:

$$w_1 = w_0 \left[\left(1 - \frac{l_0}{f} \right)^2 + \frac{R_0^2}{f^2} \right]^{-1/2}$$

где *f* — фокусное расстояние цилиндрической линзы.

Местоположение перетяжки после линзы находится из соотношения:

$$1 - \frac{l_1}{f} = \left(1 - \frac{l_0}{f}\right) \left[\left(1 - \frac{l_0}{f}\right)^2 + \frac{R_0^2}{f^2} \right]^{-1}.$$
 (2.14)

Если $R_{01} > R_0$, то расходимость астигматического пучка после цилиндрической линзы вдоль оси *ох* будет больше, чем вдоль оси *оу*. Отношение размеров этого пучка определяется соотношением

$$\frac{h(L)}{t(L)} = \frac{\left[1 + \left(\frac{L - l_0 - l_1}{R_{01}}\right)^2\right]^{1/2}}{\left[1 + \left(\frac{L}{R_0}\right)^2\right]^{1/2} \left[\left(1 - \frac{l_0}{f}\right)^2 + \left(\frac{R_0}{f}\right)^2\right]^{1/2}}.$$
 (2.15)



Рис. 2.8. Зависимость астигматичности гауссова пучка от расстояния для $\lambda = 0,6328$ мкм, $w_0 = 0,3$ мм, f = 5 мм, $l_0 = 10$ мм

График зависимости астигматичности гауссова пучка от расстояния показан на рис. 2.8.

Достоинством однолинзовой системы формирования лазерной плоскости является ее простота, однако она обладает существенным недостатком: из-за большой расходимости пучка плотность мощности сильно уменьшается с увеличением расстояния.

Двухлинзовая оптическая система. Лазерную плоскость с малым углом расходимости можно получить при помощи двух цилиндрических линз, образующих телескопическую систему (рис. 2.9).



Рис. 2.9. Оптическая система формирования лазерной плоскости с малой расходимостью: *a*) вид в плоскости *хоz*; *б*) вид в плоскости *yoz*. *1* — лазер; *2*, *3* — цилиндрические линзы; *4* — плоскость наблюдения

Размеры астигматического пучка определяются по соотношениям

$$h(L) = 2w_1 \left[1 + \left(\frac{l_2 - l_1}{R_{01}}\right)^2 \right]^{1/2}, \quad t(L) = 2w_0 \left[1 + \left(\frac{L}{R_0}\right)^2 \right]^{1/2}$$

где $L = l_0 + (n-1)h_1 + l_1 + l_2 + (n-1)h_2 + l_3$, h_1 — толщина первой линзы; h_2 — толщина второй линзы; n — показатель преломления линз.


Рис. 2.10. Оптическая трехлинзовая система формирования лазерной плоскости: *a*) вид в плоскости *хог*; *б*) вид в плоскости *yoz*. *1* — лазер; *2* — сферическая линза; *3*, *4* — цилиндрические линзы; *5* — плоскость наблюдения

Расстояния l_1 и l_2 рассчитываются на основании законов преобразования гауссова пучка.

Трехлинзовая оптическая система. В рассмотренных выше однолинзовой и двухлинзовой оптических системах формирования лазерной плоскости толщина пучка в плоскости xoz на расстоянии L определяется расходимостью пучка, выходящего из лазера. Для уменьшения толщины лазерной плоскости в области исследования оптической неоднородности необходимо дополнительно поставить сферическую длиннофокусную линзу. Оптическая схема трехлинзовой системы формирования лазерной плоскости показана на рис. 2.10. Она состоит из трех линз: одной сферической, создающей перетяжку пучка на большом расстоянии и двух цилиндрических, формирующих непосредственно лазерную плоскость.

2.3.2. Бесселевы пучки. Бесселев пучок — это модель лазерного излучения, имеющая ряд особенностей [7]: распределение интенсивности в его сечении описывается с помощью функций Бесселя различных порядков, пучок центральносимметричен и сохраняет структуру сечения при распространении (на практике данное свойство сохраняется в пределах некоторого расстояния от источника излучения). Такие пучки были впервые изучены и экспериментально получены в 1987 г.

Различают несколько видов бесселевых пучков, от простейшего — классического бесселева пучка, описываемого функцией Бесселя нулевого порядка, до сложных трубчатых моделей, которые относятся к бесселевым пучкам лишь по совокупности описанных выше признаков [8].

Использование бесселева пучка в диагностике оптически неоднородных сред весьма перспективно благодаря его пространственным свойствам (высокой пространственной концентрации излучения в пределах узкого лазерного шнура или трубки). Это позволяет получать узкие лазерные зонды и исследовать ими неоднородности среды на больших расстояниях. Существует несколько схем формирования бесселевых пучков, самые распространенные из них — схемы с использованием конических линз-аксиконов и круглых апертур [8].

При распространении вдоль оси z поле бесселева пучка описывается в цилиндрических координатах (r, ψ, z) следующим образом:

$$E(r, \psi, z) = AJ_0(k_0 nr \sin \theta_0) \exp\left(ik_0 nz \, \cos \theta_0\right), \qquad (2.16)$$

где A — максимальная амплитуда поля; $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка первого рода; θ_0 — угловой параметр пучка; n показатель преломления среды, в которой распространяется пучок, k_0 — волновое число в вакууме. Амплитуда пучка не зависит от угла ψ , т. е. он центральносимметричен. На рис. 2.11 показано поперечное распределение интенсивности в бесселевом пучке нулевого порядка.



Рис. 2.11. Поперечное распределение интенсивности в бесселевом пучке

Особенностями бесселева пучка является то, что его фаза изменяется в направлении z со скоростью $v = c/(n \cos \theta_0)$, большей, чем v = c/n, и то, что пучок не меняет своей формы при распространении (амплитуда не зависит от z). Эта ситуация подобна той, в которой наблюдается интерференция двух плоских волн, с той лишь разницей, что интерференционное поле не занимает все пространство, а практически все сосредоточено в определенной зоне ($k_0nr \sin \theta_0 \ll 2,4$, где 2,4 — первый ноль функции J_0). Таким образом, бесселев пучок можно представить как результат интерференции множества плоских волн, распространяющихся под углом θ_0 к оси z. Покажем, как из этого предположения выводится выражение (2.16).

Пусть в сферической системе координат ρ , θ , φ , где угол $\theta = 0$ соответствует положительному направлению оси z, существует набор плоских волн, с одинаковой амплитудой $Ad\varphi$ и направлениями распространения, определяемыми как $\mathbf{s} = \alpha \mathbf{i} + \beta \mathbf{j} + \gamma \mathbf{k}$, составляющими одинаковый угол θ_0 с осью z. Каждое такое поле можно записать в декартовой системе координат как

$$E(x, y, z) = A \exp\left(ik_0 n(\alpha x + \beta y + yz)\right) d\varphi, \qquad (2.17)$$

где $\alpha = \sin \theta_0 \cos \varphi$, $\beta = \sin \theta_0 \sin \varphi$, $\gamma = \cos \theta_0$. Если проинтегрировать выражение (2.17) по $d\varphi$ от 0 до 2π , то, зная свойства функции Бессе-

ля (центральносимметричность пучка и наличие главного максимума в центре), приходим к выражению (2.16):

$$A \int_{0}^{2\pi} \exp\left(ik_0 n(\alpha x + \beta y + \gamma z)\right) d\varphi =$$

= $A \exp\left(ik_0 n z \cos\theta_0\right) \int_{0}^{2\pi} A \exp\left(ik_0 n \rho(\cos\varphi\,\cos\psi + \sin\psi)\sin\theta_0\right) d\varphi = 2\pi A J_0(k_0 n \rho\sin\theta_0) \exp\left(ik_0 n z\cos\theta_0\right).$ (2.18)

Одна из важнейших проблем, связанных с бесселевыми пучками, это проблема их формирования. Самый простой способ получения бесселева пучка — использование аксиконов (рис. 2.12). Если на пути широкого гауссова пучка поставить коническую линзу-аксикон, отклоненные им лучи станут интерферировать, создавая сложную картину распределения интенсивности. Она будет иметь вид яркого центрального максимума, окруженного системой колец.



Рис. 2.12. Принцип получения бесселева пучка с помощью аксикона: 1 — распределение амплитуды в гауссовом пучке; 2 — аксикон; 3 — интерференционное поле за аксиконом; 4 — распределение амплитуды в бесселевом пучке

При численном моделировании можно использовать модели бесселевых пучков, задаваемые в программе MathCAD функциями Бесселя *n*-го порядка $J_n(k\sin(\theta)\sqrt{x^2+y^2})$. Функция $J_n(x)$ в среде MathCAD рассчитывается как решение дифференциального уравнения $x^2 \frac{d^2}{dx^2}y + x \frac{d}{dx}y + (x^2 - n^2)y = 0$, где функция y(x) является решением. Кроме того, пучок определяется волновым числом k и углом аксикона θ . Угол аксикона — это параметр, определяющий поперечный размер пучка, его физический смысл иллюстрируется рис. 2.13. Бесселев пучок получается в общем случае как результат интерференции плоских волн, идущих благодаря аксикону под одинаковым углом к оптической оси, их направления образуют конус. Угол при вершине этого конуса —



Рис. 2.13. Оптическая схема создания бесселева пучка: 1 — одномодовый лазер; 2, 3 — линзы; 4 — аксикон; 5 — область интерференции пучков



Рис. 2.14. Распределение интенсивности в сечении бесселевых пучков нулевого, первого и второго порядков

это угол аксикона θ . На рис. 2.14 показано распределение интенсивности для бесселевых пучков первых 3-х порядков.

Из графиков видно, что основная бесселева мода — пучок нулевого порядка имеет главный центральный максимум, остальные же порядки мод — представляют собой трубчатые пучки, причем с увеличением порядка моды пучок «расползается». Заметим, что при увеличении величины угла аксикона пучки сужаются в поперечных размерах.

2.4. СЛИ на основе дифракционных решеток

Амплитудные решетки. Многопучковое линейное СЛИ можно получить с помощью дифракционных решеток и объектива. Могут быть использованы как одномерные, так и двумерные амплитудные и фазовые решетки. На рис. 2.15, а показана оптическая схема формирования многих одиночных пучков с помощью двумерной амплитудной решетки. Здесь излучение лазера 1 проходит последовательно длиннофокусную собирающую линзу 2, дифракционную решетку 3 и светосильный объектив 4, на выходе которого получается совокупность параллельных лазерных пучков 5, которые можно наблюдать на прозрачном диффузном экране 6. Вид поперечного сечения СЛИ приведен на рис. 2.15, 6. Двухлинзовая система, как было показано в п. 2.1.2,



Рис. 2.15. Формирование СЛИ с помощью амплитудной дифракционной решетки: *а*) оптическая система; *б*) поперечное сечение СЛИ. 1 — лазер; 2 длиннофокусная линза; 3 — двумерная дифракционная решетка; 4 — светосильный объектив; 5 — лазерные пучки; 6 — плоскость наблюдения

позволяет формировать необходимые размеры пучков в области исследования оптической неоднородности оптимальным образом.

Расстояния между пучками Λ_x и Λ_y вдоль осей ox и oy соответственно определяются периодами дифракционной решетки и фокусным расстоянием объектива f и равны $\Lambda_x = \lambda f/d_x$, $\Lambda_y = \lambda f/d_y$, где d_x и d_y — периоды дифракционной решетки вдоль оси ox и oy соответственно.

Фазовые решетки. Возможно формирование СЛИ с помощью динамических фазовых дифракционных решеток. Такие решетки создаются за счет акусто-оптического эффекта при распространении ультразвуковых волн в прозрачной среде. В качестве таких сред могут быть использованы жидкости, стекла и кристаллы. Ультразвуковые волны создаются с помощью пьезоэлектрических излучателей. В области частот 3–20 МГц наблюдается дифракция Рамана–Ната, при которой получается много дифрагированных пучков. На рис. 2.16 показано фор-



Рис. 2.16. Формирование СЛИ с помощью фазовой дифракционной решетки: а) оптическая система; б) поперечное сечение СЛИ. 1 — лазер; 2 сферическая линза; 3 — двухкоординатный ультразвуковой модулятор; 4 высокочастотный генератор; 5 — цилиндрическая линза; 6 — лазерные пучки; 7 — плоскость наблюдения

мирование СЛИ с помощью фазовой дифракционной решетки. Здесь излучение лазера 1 проходит длиннофокусную линзу 2 и ультразвуковой модулятор 3, питание которого осуществляется от высокочастотного генератора 4. После модулятора получается совокупность дифрагированных расходящихся лазерных пучков, которые с помощью объектива 5 преобразуются в СЛИ 6, наблюдаемые на экране 7.

При распространении в воде ультразвуковых волн с частотой 10 МГц со скоростью 1500 м/с возникает периодическое изменение показателя преломления с периодом, равным длине акустической волны, которая в данном случае составляет 150 мкм. Угол дифракции первого пучка с основным пучком для $\lambda = 0,6328$ мкм составляет 0,0042 рад. Если использовать объектив с фокусным расстоянием 500 мм, то расстояние между параллельными пучками будет 2,1 мм. Число дифрагированных пучков определяется мощностью генератора и может составлять несколько десятков.

Достоинством данного способа формирования линейного СЛИ является его простота и возможность легко изменять расстояние между пучками за счет изменения частоты генератора. Недостатком является неравномерное распределение мощности лазерного пучка между дифрагированными пучками и малый диапазон изменения периода решетки.

2.5. СЛИ на основе дифракционных элементов

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ), которые стали выпускаться промышленностью только в последние годы, представляют собой тонкую фазовую пластинку, на которой с помощью лазера нанесен специальный фазовый рельеф [10]. При дифракции лазерного пучка на таком оптическом элементе получается модулированное по пространству излучение различного вида, которое получило название структурированного лазерного излучения. ДОЭ используются как с газовыми, так и с полупроводниковыми лазерами, выходной пучок которых является сильно астигматическим. С помощью ДОЭ можно сформировать СЛИ практически любой структуры, адаптированной к решению задач диагностики поля показателя преломления и других физических величин.

В настоящее время ДОЭ используются для расщепления лазерного пучка, в спектроскопии, метрологии, многоракурсных измерительных системах. Впервые ДОЭ были использованы для получения СЛИ, с помощью которого проводись исследования оптически неоднородных сред, а также их визуализация по рассеянному излучению в [1, 2]. Исходный эллиптический и сильно расходящийся пучок от полупроводникового лазера с помощью корректирующей линзы преобразуется в почти осесимметричный пучок. Далее с помощью ДОЭ, эквивалентного линейной дифракционной решетке, такой пучок превращается в совокупность расходящихся пучков, расположенных в одной плоскости. Угол между соседними пучками определяется соотношением $\Theta = \lambda/\Lambda$, а полный угол расходимости определяется с помощью соотношения

$$\Theta_{\Pi} = (2m+1)\left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right),$$

где 2m + 1 — число дифрагированных пучков; m — порядок дифракции; λ — длина волны лазерного излучения; Λ — период дифракционной решетки. Так при m = 5, $\lambda = 0,68$ мкм, $\Lambda = 6,8$ мкм полный угол расходимости для одиннадцати пучков составляет $\Theta = 27^{\circ}$.

С помощью ДОЭ, эквивалентного цилиндрической линзе, из лазерного пучка получается расходящаяся лазерная плоскость, которая в сечении дает линию. Сочетание цилиндрической линзы и дифракционной решетки позволяет получить несколько таких линий, обычно 5, 9, 11, 15, 33, 99. Число линий может составлять более 100. Эти пучки являются расходящимися. Так для 99 линий ДОЭ с периодом 200 мкм угол между пучками составляет 0,15°, а полный угол расходимости составляет 14,47°.

Использование ДОЭ с более сложным фазовым рисунком позволяет получить СЛИ более сложной формы: крестовидный пучок, состоящий из двух лазерных плоскостей, расположенных в ортогональных плоскостях; конусный пучок; совокупность конусных пучков и т.д. [10].

В табл. 2.2 приведены основные виды СЛИ, получаемые с помощью промышленных ДОЭ [3].

|--|

Линия	Крест	Параллельные линии
Квадрат	Линия из точек	Матрица точек 7×7
Кольцо	7 конических колец	Точка •

Список литературы

- Evtikhieva O. A., Rinkevichius B. S., Tolkachev A. V. Visualization of nonstationary free convection in liquids with structured laser beam // CD ROM 12 ISFV. Geottingen, 2006.
- 2. Евтихиева О.А., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Визуализация нестационарной конвекции в жидкости около нагретых тел с помощью структурированного лазерного излучения // Вестник МЭИ. 2007. № 1. С. 65.
- 3. http://www.stockeryale.com
- Евтихиев Н. Н., Евтихиева О. А., Компанец И. Н., Краснов А. Е., Кульчин Ю. Н., Одиноков С. В., Ринкевичюс Б. С. Информационная оптика/ Под ред. Н. Н. Евтихиева. — М.: Изд-во МЭИ, 2000. — 612 с.
- 5. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1983.
- 6. Гончаренко А. М. Гауссовы пучки света. Минск: Наука и техника, 1977. 144 с.
- 7. Андреев Н.Е., Бычков С.С., Котляр В.В., Марголин Л.Я., Пятницкий Л.Н., Серафимович П.Г. Формирование трубчатых бесселевых пучков света высокой мощности // Квантовая электроника. 1996. Т.23, №2. С. 130–134.
- Коробкин В. В., Полонский Л. Я., Попонин В. П., Пятницкий Л. Н. Фокусировка гауссовых и гипергауссовых лазерных пучков аксиконами для получения сплошных лазерных искр // Квантовая электроника. 1986. Т. 13, № 2. С. 265–270.
- 9. *Ринкевичюс Б. С.* Лазерная диагностика потоков / Под. ред. В. А. Фабриканта. М.: Изд-во МЭИ, 1990. 287 с.
- Методы компьютерной оптики / Под ред. В. А. Сойфера. М.: Физматлит, 2003. — 687 с.

Глава З

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ ОПТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

3.1. Температурное поле

Заметим, что все оптические методы позволяют получать информацию только о поле показателя преломления, которое затем путем соответствующих расчетов может преобразоваться в поле температуры T(x, y) или другой исследуемой величины. В смешанных процессах тепло- и массообмена изменение показателя преломления зависит от двух величин в соответствии с соотношением [1]

$$dn = \frac{\partial n}{\partial T} dT + \frac{\partial n}{\partial C} dC, \qquad (3.1)$$

где dn/dT — производная показателя преломления по температуре; dn/dC — производная показателя преломления по концентрации C. Даже если известны обе частные производные в уравнении (3.1), то в общем случае все-таки трудно получить поля температур и концентраций только по измеренному полю показателей преломления. Часто одно из двух полей пытаются получить расчетным путем или при помощи неоптических методов измерения. Кроме того, путем выбора рабочей среды можно удовлетворить следующему соотношению:

$$\frac{\partial n}{\partial T} \Delta T \gg \frac{\partial n}{\partial C} \Delta C, \qquad (3.2)$$

где ΔT и ΔC — наибольшая разность температур и концентраций, например между значениями на стенке и во внешнем потоке. В нестационарных задачах можно воспользоваться тем, что два процесса протекают с различными скоростями, поскольку в жидкой среде в большинстве случаев коэффициент теплопроводности много больше, чем коэффициент диффузии.

В табл. 3.1 приведены значения показателей преломления некоторых газов и жидкостей, а также их температурные коэффициенты [2]. Температурный коэффициент показателя преломления пропорционален температурному коэффициенту плотности. Так как все жидкости при нагревании расширяются, то их показатели преломления уменьшаются при повышении температуры.

№ №	Среда	n	dn/dT, °C ⁻¹
1	Воздух	1,0002724	$0,927\cdot 10^{-6}$
2	Азот	1,0002793	$0,949 \cdot 10^{-6}$
3	Кислород	1,0002531	$0,864 \cdot 10^{-6}$
4	Углекислый газ	1,0004197	$1,424 \cdot 10^{-6}$
5	Водяной пар	1,0002354	$0,798 \cdot 10^{-6}$
6	Вода	1,3314	$-0,985 \cdot 10^{-4}$
7	Метиловый спирт	1,3253	$-4,0\cdot 10^{-4}$
8	Бензол	1,4950	$-6,40 \cdot 10^{-4}$
9	Ацетон	1,3542	$-5,31 \cdot 10^{-4}$
10	Сероуглерод	1,6185	$-7,96 \cdot 10^{-4}$

Таблица 3.1. Показатели преломления газов и жидкостей для $\lambda=0{,}6328~{\rm mkm}$

Для большинства жидкостей температурный коэффициент лежит в узких пределах от -0,0004 до -0,0006 1/град. Важным исключением является вода и разбавленные водные растворы (-0,0001), глицерин (-0,0002), гликоль (-0,00026). Линейная экстраполяция показателя преломления допустима на небольшие разности температур (10-20 °C). Точное определение показателя преломления в широких температурных интервалах производится по эмпирическим формулам вида:

$$n(T) = n_0 + aT + bT^2 + \dots,$$

где *а* и *b* — константы.

Зависимость показателя преломления воды от температуры для лазерного излучения с длиной волны $\lambda=0,6328$ мкм определяется аппроксимационной зависимостью

$$n(T) = 1,3328 - 0,000051T - 0,0000011T^2,$$
(3.3)

полученной на основании дисперсионной формулы и данных работы [3], которые приведены в табл. 3.2.

Для выбора модели изменения температуры вблизи нагретых или охлажденных тел в жидкости естественно воспользоваться прикладными программными пакетами численного расчета теплофизических процессов. Обычно при расчете температурного поля в жидкостях, в которых наблюдается свободная конвекция, используют приближение Буссинеска [4].

Согласно этому приближению:

- во всех уравнениях, описывающих движение и теплообмен в среде, считается плотность жидкости постоянной;
- в уравнениях движения добавляется член, учитывающий влияние градиента температур на движение жидкости.

T 00		T 00		T 0.0		T 0.0	
<i>T</i> , °C	n_D						
0	1,33395	15	1,33339	30	1,33194	45	1,32985
1	1,33395	16	1,33331	31	1,33182	46	1,32969
2	1,33394	17	1,33324	32	1,33170	47	1,32953
3	1,33393	18	1,33316	33	1,33157	48	1,32937
4	1,33391	19	1,33307	34	1,33144	49	1,32920
5	1,33388	20	1,33299	35	1,33131	50	1,32904
6	1,33385	21	1,33290	36	1,33117	51	1,32887
7	1,33382	22	1,33280	37	1,33104	52	1,32870
8	1,33378	23	1,33271	38	1,33090	53	1,32852
9	1,33374	24	1,33261	39	1,33075	54	1,32835
10	1,33369	25	1,33250	40	1,33061	55	1,32817
11	1,33364	26	1,33240	41	1,33046	56	1,32799
12	1,33358	27	1,33229	42	1,33031	57	1,32781
13	1,33352	28	1,33217	43	1,33016	58	1,32762
14	1,33346	29	1,33206	44	1,33001	59	1,32744
						60	1,32725

Таблица 3.2. Показатели преломления дистиллированной воды для $\lambda_D = 589,3$ нм

На рис. 3.1 (цв. вкл.) и 3.2 представлено температурное поле вокруг нагретого цилиндра диаметром 34,5 мм и высотой 72 мм с плоским дном в воде [5], рассчитанное с помощью программного пакета ANES-NE, разработанного на кафедре Инженерной теплофизики МЭИ Артемовым В. И. и Яньковым Г. Г.



Рис. 3.2. Компьютерная визуализация поля температур около нагретого цилиндра, $T_{\text{цил}} = 70 \,^{\circ}\text{C}, \ T_{\text{воды}} = 20 \,^{\circ}\text{C}$

На основе проведенных расчетов может быть выбрана модель распределения температурного поля у поверхности нагретых или охлажденных тел в жидкости. Например, для сферически симметричного температурного поля нагретого шара радиуса R радиальная зависимость температуры определяется выражением [5]:

$$T(r) = T_0 + \Delta T \, \exp\left(-\frac{(r - R - \Delta R)^2}{a^2}\right),\tag{3.4}$$

где T_0 , ΔT , ΔR , a — параметры модели температурного поля. Параметр T_0 определяется температурой стенок кюветы с жидкостью, значение T(R) равно температуре на поверхности шара, а отношение $\Delta T/a$ соответствует градиенту температурного поля в пограничном слое толщиной a. Значение градиента температуры при r = R определяется сдвигом ΔR , причем при теплопроводности шара, не равной теплопроводности жидкости, на поверхности шара grad $[T(r)] \neq 0$. Однако при исследовании не исключается возможность равенства или близости к нулю градиента температуры в пограничном слое, чем и определяется выбор гауссовой модели температурного поля.

Тем не менее, модель (3.4) не может быть использована в особых точках и областях у поверхности сферы, которые определяются численным моделированием свободной конвекции в жидкости и находятся в окрестности вертикальной оси симметрии. На рис. 3.3 (цв. вкл.) такая область в пограничном слое под нагретым шаром в жидкости визуализируется на основе результатов, полученных с помощью пакета прикладных программ FLUENT. Расчет проведен для металлического шара диаметром 50 мм, по горизонтальной оси отложены значения углов, отсчитываемых от вертикальной оси, выраженные в радианах. Вычисления, иллюстрируемые этим и последующими рисунками 3.4, 3.6 (цв. вкл.), выполнены Д. Е. Пудовиковым.

Однако в реальных ситуациях указанные области имеют более сложную нерегулярную структуру и для их исследования требуется разработка специальных экспериментальных методов.

Особый интерес представляет исследование краевых эффектов в пограничном слое вблизи кромки или острия нагретого или охлажденного тела. На рис. 3.4 (цв. вкл.) приведены результаты компьютерной визуализации изменения температурного поля у ребра призмы, расположенной горизонтально, при ее остывании в жидкости для различных моментов времени, а на рис. 3.5 графики распределения температуры в пограничном слое около ребра по оси симметрии.

Неравномерность остывания нагретого тела при наличии свободной конвекции иллюстрируется рис. 3.6 (цв. вкл.) на примере остывания стержня, для которого рассчитаны распределения температуры внутри и на поверхности.

Полученные расчетные данные используются для предварительного анализа при проведении экспериментальных рефрактографических



Рис. 3.5. Распределение температуры в пограничном слое около ребра призмы в разные моменты времени: *a*) в момент времени *t* = 60 с; *б*) отличие температуры от этого распределения в другие моменты времени

исследований фактического температурного поля в рассмотренных случаях.

3.2. Акустическое поле

Лазерные методы диагностики акустических полей (АП) могут применяться для изучения природных атмосферных и гидроакустическтих полей, проектирования гидроакустических каналов связи, калибровки гидрофонов и в других метрологических приложениях. Кроме того, развитие новых методов стимулируется исследованием воздействия ультразвука на вещество и изучением нетрадиционных источников и механизмов генерации акустических волн. К последним относятся динамический, стрикционный, черенковский, пузырьковый, тепловой и механизм микроударных волн.

Бесконтактные лазерные методы являются незаменимым инструментом при исследовании явлений сонолюминесценции, кавитации и поведения пузырьков в акустическом поле. Кроме того, применение ультразвука в промышленных технологиях, таких, как интенсификация гидрометаллургических процессов в ультразвуковом поле, ультразвуковая очистка и дегазация, требует развития методов неразрушающего контроля акустических полей. Все перечисленные процессы и явления представляют обширную область для использования лазерных методов невозмущающих измерений параметров звуковых и ультразвуковых полей [6–9].

Под действием АП оптическая плотность среды меняется во времени и в пространстве, соответственно, изменяется ее показатель преломления, причем последний зависит как от параметров АП, так и от акустооптических свойств среды. Рассмотрим, как связан показатель преломления среды с параметрами акустической волны. Пусть в среде при z > 0 вдоль оси x распространяется плоская акустическая волна. Изменение текущей координаты элементарного объема среды χ в этом случае описывается уравнением:

$$\chi(x,t) = x - A \cos\left(\Omega_a t - K_a x\right),\tag{3.5}$$

а скорость колебательного движения элементарного объема

$$\nu(x,t) = V \sin\left(\Omega_a t - K_a x\right),\tag{3.6}$$

где $A = V/\Omega_a$ — амплитуда колебаний; V — амплитуда колебательной скорости; Ω_a — акустическая частота; $K_a = 2\pi/\Lambda_a$ — модуль волнового вектора; $\Lambda_a = c_a/\Omega_a$ — длина акустической волны; c_a — скорость звука в среде. Заметим, что соотношения (3.5), (3.6) справедливы при $V \ll c_a$.

Амплитуду изменения относительной плотности среды в области звуковой волны $S = \Delta \rho / \rho_0$, где $\Delta \rho$ — амплитуда колебаний плотности, ρ_0 — плотность невозмущенной среды, называют амплитудой звуковой волны. Эта величина определяет амплитуды изменения:

показателя преломления

$$\frac{\Delta n}{n_0} = C_0 S, \tag{3.7}$$

- акустического давления

$$\Delta p = p_0 \gamma S, \tag{3.8}$$

колебательной скорости элементарного объема

$$V = c_a S, \tag{3.9}$$

смещения элементарного объема

$$A = \frac{\Lambda_a}{2\pi}S,\tag{3.10}$$

где C_0 — материальная константа; γ — коэффициент сжимаемости; n_0 — коэффициент преломления невозмущенной среды.

При наличии акустической волны зависимость показателя преломления от координат и времени имеет вид:

$$n(x,t) = n_0 + \Delta n \sin\left(\Omega_a t - K_a x\right).$$

Обобщая данное выражение на случай распространения волны под произвольным углом θ к оси z, получим:

$$n(x, z, t) = n_0 + \Delta n \sin \Phi_a(x, z, t),$$
 (3.11)

где Δn определяется (3.7), а $\Phi_a(x, z, t)$ — фаза акустической волны в точке (x, z) в момент времени t:

$$\Phi_a(x, z, t) = \Omega_a t - K_a x \sin \theta - K_a z \cos \theta.$$
(3.12)

Выражения для смещений вдоль осей X и Z частицы, находящейся в элементарном объеме, имеют соответственно вид:

$$\chi(x, z, t) = x - A_x \cos \Phi_a(x, z, t), \qquad (3.13)$$

$$\eta(x, z, t) = z - A_z \cos \Phi_a(x, z, t), \tag{3.14}$$

где $A_x = V_x/\Omega_a$, $A_z = V_z/\Omega_a$ — амплитуды смещений; $V_x = Sc_a \sin \theta$, $V_z = Sc_a \cos \theta$ — амплитуды проекций колебательной скорости.

Используя известное выражение $\gamma = c_a^2 \frac{\rho_0}{p_0}$ [10], можно установить связь между амплитудами колебательной скорости и акустического давления:

$$\Delta p = c_a \rho_0 V. \tag{3.15}$$

Изменение амплитуды акустического давления связано с изменением показателя преломления среды следующим образом:

$$\Delta n = \frac{C_0 n_0}{\gamma p_0} \Delta p. \tag{3.16}$$

Для примера в табл. 3.3 приведены основные параметры акустической волны и соответствующие им амплитуды изменения показателя преломления для двух различных сред — воды и воздуха.

Расчетные значения получены при следующих условиях: амплитуда акустической волны $S = 4 \cdot 10^{-5}$, частота акустической волны $f_a = 148$ кГц, атмосферное давление $p_0 = 10^5$ Па. При этом для

Таблица 3.3. Параметры акустической волны в воде и воздухе для $f_a=148~{\rm k}\Gamma{\rm u}$

Среда	Δp , Па	$\Delta n/n_0$	<i>V</i> , м/с	А, м	Λ_a , m
Вода	$8,8\cdot 10^4$	$9,6\cdot 10^{-6}$	0,059	$6,4 \cdot 10^{-8}$	0,010
Воздух	5,6	$1,2 \cdot 10^{-8}$	0,013	$1,3 \cdot 10^{-8}$	0,0022



Рис. 3.7. Зависимость нормированной амплитуды изменения показателя преломления от акустического давления для воздуха и воды

воды: $C_0 = 0,24, \ \gamma = 2,2 \cdot 10^4, \ c_a = 1485 \text{ м/с}, \ n_0 = 1,33, \text{ а для воздуха:}$ $C_0 = 2,9 \cdot 10^{-4}, \ \gamma = 1,4, \ c_a = 332 \text{ м/с}, \ n_0 = 1.$

Зависимость нормированной амплитуды изменения показателя преломления от акустического давления для воздуха и воды показана на рис. 3.7.

3.3. Процессы перемешивания жидкостей

3.3.1. Характеристики процессов перемешивания. В химической технологии важной является разработка методов, направленных на создание оптимальных промышленных процессов, которые трансформируют исходное сырье (материалы) в готовые продукты, удовлетворяющие заданным требованиям [11].

Осуществляются разнообразные процессы, в результате которых исходные материалы претерпевают глубокие превращения, сопровождаемые изменением состава, изменением агрегатного состояния. Обычно одновременно протекает несколько типов физических, физико-химических и биологических процессов. Все это приводит к изменению и оптических характеристик среды.

Интенсификация тепломассообменных процессов в технологических аппаратах осуществляется по следующим основным направлениям [11]:

- увеличение удельной поверхности контакта фаз;
- повышение эффективности перемешивания;
- совершенствование способов осуществления контакта фаз;
- повышение скорости относительного движения фаз;
- использование нестационарных режимов межфазного обмена, обеспечивающих достижение высоких мгновенных значений коэффициентов тепло- и массопередачи;
- использование неравновесных систем с большими температурными и концентрационными градиентами;

 проведение процессов тепло- и массообмена в условиях гидродинамической неустойчивости межфазной поверхности.

При этом эффективность перемешивания в большинстве случаев является доминирующим фактором для эффективности всего процесса.

Анализ состояния исследований процессов перемешивания в жидких средах свидетельствует о наличии следующих основных направлений:

- исследование структуры потоков, поля скоростей и степени турбулентности в аппаратах с перемешивающим устройством;
- разработка и исследование новых методов перемешивания, разработка новых и усовершенствование существующих перемешивающих устройств;
- математическое описание и моделирование процессов перемешивания с решением вопросов масштабирования;
- разработка оптических методов для определения однородности перемешивания и времени гемогенизации.

В связи с тем, что процесс перемешивания в жидких средах является процессом гидродинамическим, для его анализа необходимо детальное изучение гидродинамики в аппаратах с перемешивающим устройством. В этих аппаратах формируются сложные 3-мерные потоки, в которых движение жидкости зависит не только от типа перемешивающего устройства и геометрии аппарата, но и от скорости вращения мешалки и физико-химических свойств перемешиваемой жидкости.

Формирование в аппарате с перемешивающим устройством необходимого гидродинамического режима определяет основные научные задачи исследования структуры потоков, формирующихся в аппаратах с перемешивающим устройством различных типов:

- исследование скоростей и степени турбулентности в характерных областях потоков перемешиваемой жидкости;
- исследование однородности перемешивания;
- исследование времени перемешивания.

Все эти задачи могут быть с успехом решены с помощью лазерных методов [3].

Гидродинамические явления, которые возникают при движении жидкости, способствуют определенному взаимодействию между компонентами и элементарными объемами взаимодействующих смесей.

Интенсификация данного процесса и степень достижения желаемого технологического результата зависят от гидродинамических условий течения жидкости, которые определяются геометрией аппарата, физическими свойствами жидкости и количеством энергии, вводимой в единицу объема жидкости.

Процесс перемешивания можно характеризовать общими параметрами — это удельная потребляемая мощность, циркуляционная производительность, время перемешивания. Современные методы расчета процесса перемешивания требуют знания поля скоростей в аппарате,

54

степени турбулентности, нормального и касательного напряжений, распределения полей концентраций и температур.

В аппаратах с мешалками формируются трехмерные потоки жидкости, движение которых зависит не только от типа перемешивающего устройства и геометрии аппарата, но и от скорости вращения мешалки и природы жидкости.

3.3.2. Визуализация закрученных потоков. Для детального изучения процессов, протекающих при работе аппарата с перемешивающим устройством, используются различные оптические методы визуализации потоков жидкости.

Визуализация закрученных потоков жидкости позволяет лучше понять природу и механизм протекающих явлений, выявить и оценить влияние различных гидродинамических параметров и конструктивных особенностей.

Очень часто трудностью, возникающей при изучении структуры таких потоков, является оптическая однородность жидкости. Примером может служить широко применяющаяся в химической технологии в качестве модельной среды — вода, водные растворы глицерина и другие прозрачные, оптически однородные жидкости. Чтобы обеспечить возможность наблюдения за движением потока, его необходимо сделать видимым. Для этого вводят или создают в потоке оптические неоднородности в виде мелких частиц.

Визуализация потоков жидкости позволяет подойти к решению важной задачи — формированию структуры потока с заданными параметрами. Визуализация потоков жидкости в сочетании с различными характеристиками регистрирующей аппаратуры позволяет получить надежную информацию о направлении течения, величине скорости и ускорений, переходе ламинарного течения в турбулентное, образовании вихрей и их распаде.

Данные по визуализации являются исходным материалом при создании математических моделей, на основе которых может быть осуществлен расчет тепло-, массообменных характеристик по локальным значениям коэффициентов массопередачи.

Визуализация является эффективным средством по сравнению с другими измерительными средствами и позволяет:

установить картины течения;

- осуществить системный подход к изучению процесса, учитывающий различные факторы, влияющие на сложное течение жидкости;
- проводить количественные измерения поля скоростей и степени турбулентности.

Типичная картина визуализации процесса перемешивания, полученная при центральном расположении 4-лопастной мешалки в аппарате без перегородок, представлена на рис. 3.8. Для визуализации линий



Рис. 3.8. Картина линий тока в мешалке без перегородок, заполненной глицерином

тока в глицерине с алюминиевой пудрой используется и высокоскоростная видеосъемка.

На данной фотографии видно, что движение жидкости в мешалке имеет сложный характер, есть области, где идет интенсивное перемешивание жидкости, и застойные области, где перемешивание жидкости идет крайне слабо. Все это требует применения различных методов исследования потоков: доплеровского метода для определения локальных скоростных характеристик, метода анемометрии по изображениям частиц для определения поля скоростей и методов лазерной рефрактографии для определения однородности и измерения времени перемешивания [3].

При выборе оптимального метода визуализации для конкретных условий возникают определенные трудности. Выбор метода требует учета целого ряда факторов, таких как масштаб изучаемого аппарата, характер и скорость течения потока, метод регистрации и т. д. Например, масштаб изучаемого явления предъявляет определенные требования, как к выбору метода визуализации, так и к выбору регистрирующей и осветительной аппаратуры. Методы, успешные при изучении пограничных слоев, в большинстве случаев не пригодны для изучения крупномасштабных потоков.

Флуктуации тмпературы и концентрации при перемешивании создают непрерывные градиенты показателей преломления среды. Оптические неоднородности, вызванные градиентами показателя преломления среды, могут быть преобразованы в изменение освещенности на экране или на фотопленке. Градиент показателя преломления может быть обнаружен с помощью интерференционных и рефракционных методов [3].

Метод лазерной рефрактографии позволяет определять время перемешивания двух различных по оптическим свойствам жидкостей [12], так как перемешанные жидкости становятся оптически однородными.

Существуют различные критерии степени однородности смеси. Обычно, степень неоднородности перемешивания определяется по от-

ношению величины максимальной разности локальных значений концентраций к разности начальной $C_{\rm H}$ и конечной $C_{\rm K}$ концентрации смеси

$$\Delta C_{\max} = \frac{|C_{\max} - C_{\min}|}{|C_{\mathrm{H}} - C_{\mathrm{K}}|}.$$

Значение ΔC_{\max} зависит от времени перемешивания. Вид этой зависимости определяется как гидродинамическими условиями перемешивания, так и геометрическими параметрами аппарата. Теоретический расчет времени перемешивания двух жидкостей в настоящее время существенно затруднен.

В системах, образующихся без изменения объема и поляризуемости компонентов, зависимость показателя преломления от состава близка к линейной

$$n = n_1 v_1 + n_2 v_2, (3.17)$$

где n, n_1, n_2 — показатели преломления смеси и компонентов; V_1, V_2 — объемные доли компонентов ($v_1 + v_2 = 1$).

На рис. 3.9 показана зависимость показателя преломления водных растворов некоторых веществ от концентрации. Эти графики дают представление о возможных флуктуациях показателя преломления в растворах при их перемешивании, которые визуализируются при помощи метода лазерной рефрактографии. Примеры такой визуализации приведены в п. 6.6.



Рис. 3.9. Зависимость показателя преломления водных растворов веществ от концентрации: 1 — дихромат натрия; 2 — NaCH; 3 — сахароза; 4 — глицерин; 5 — этиловый спирт

Как известно, пространственная неоднородность свойств потока приводит к его оптической неоднородности. При неэкстремальных параметрах среды между ее показателем преломления и физическими свойствами существует линейная связь:

$$n(S) = n(S_0) + \left(\frac{dn}{dS}\right)(S - S_0),$$
 (3.18)

где n(S) и $n(S_0)$ — показатели преломления при параметрах среды *S* и S_0 соответственно; dn/dS — производная показателя преломления по параметру *S*. Если параметры потока (температура, плотность, давление, соленость) зависят от координат и времени, то и показатель преломления будет также зависеть от координат и времени, т. е. $S(x, y, z, t) \rightarrow n[S(x, y, z, t)] \rightarrow n(x, y, z, t)$. При распространении ЛП через оптически неоднородный поток происходит отклонение отдельных ее участков от плоской поверхности, т.е. получается сложная криволинейная поверхность, изменяющаяся как в пространстве, так и во времени.

Рассмотрим случай, когда параметры потока и его показатель преломления плавно меняются вдоль осей x и y на расстоянии l. Направим ЛП вдоль оси 0z, тогда углы отклонения α_x , α_y в направлении осей 0x, 0y элемента ЛП, характеризующегося начальными координатами (x_0, y_0) , на выходе из потока определяются соотношениями

$$\alpha_x(x,y,t) = \int_0^l \left(\frac{dn}{dS}\right) \left[\frac{dS(x,y,z,t)}{dx}\right] dz, \qquad (3.19a)$$

$$\alpha_y(x, y, t) = \int_0^t \left(\frac{dn}{dS}\right) \left[\frac{dS(x, y, z, t)}{dy}\right] dz, \qquad (3.196)$$

где dS(x, y, z, t)/dx и dS(x, y, z, t)/dy — градиенты параметра S вдоль осей x и y, зависящие в общем случае от всех пространственных координат и времени t.

Так как градиент показателя преломления закрученного потока в турбулентном режиме является случайной функцией, то и траектория лазерного луча в такой среде является случайной функцией и, соответственно, угол его отклонения на выходе из среды будет случайным. В рефракционном методе измеряется смещение лазерного пучка, наблюдаемое на полупрозрачном экране и регистрируемое с помощью цифровой видеокамеры.

При перемешивании двух жидкостей, например, воды и глицерина, обладающих различными показателями преломления, получается гомогенизация раствора и пространственное выравнивание показателя преломления, т.е. раствор становится оптически однородным. Это приводит к возвращению формы ЛП к исходной.

Часто используется раствор из чистой воды с добавлением раствора поваренной соли. Традиционным способом определения времени гомогенизации такого раствора является измерение его проводимости с помощью кондуктометра, выносной зонд которого помещается в заданную зону объема. Недостатками этого способа являются, во-первых, возмущение течения жидкости из-за конечных размеров измерительного зонда и, во-вторых, то, что измерения проводимости являются локальными.

3.4. Стратифицированные жидкости

Наиболее распространенной стратифицированной жидкостью является морская вода, которая в лабораторных условиях моделируется изменением по вертикальной координате концентрации водного раствора хлористого натрия [16]. Показатель преломления такого раствора зависит как от температуры, так и от солености. На рис. 3.10 приведены графики зависимости показателя преломления морской воды от солености, а на рис. 3.11 от температуры [17]. Из графиков видно,



Рис. 3.10. Зависимость показателя преломления морской воды от солености. Интервал между кривыми соответствует изменению температуры на 3 °С



Рис. 3.11. Зависимость показателя преломления морской воды от температуры. Интервал между кривыми соответствует изменению солености на 1,0%

что в наиболее распространенных диапазонах температур и солености изменение показателя преломления имеет значения одного порядка при изменении температуры на 3 °C и солености на 1,0%.





Рис. 3.12. Теневые картины эволюции области турбулентного смешения: *a)* ранняя стадия; *б)* поздняя стадия

Гидродинамические потоки в стратифицированной жидкости приводят к интенсивному перемешиванию и как следствие этого к мелкомасштабной оптической неоднородности [3]. На рис. 3.12 показаны результаты визуализации вырождения турбулентности в стратифицированной жидкости, создаваемой изменением вдоль вертикальной оси концентрации водного раствора хлористого натрия. Турбулентная область без закрутки в объеме стратифицированной жидкости получена в результате работы специального турбулизатора в течение фиксированного времени. Процесс развития турбулентной области определяется силами плавучести, инерции, вязкостью и молекулярной диффузией. На рис. 3.12, а показана теневая картина, соответствующая начальной стадии развития области турбулентного смешения (ОТС). Турбулентность регистрируется в виде области мелкомасштабных структур, а генерируемые при развитии ОТС волны наблюдаются в виде черно-белых полос. На рис. 3.12, б показана теневая картина, соответствующая более позднему этапу эволюции области турбулентного смешения, когда на границе ОТС уже наблюдается вырождение турбулентности с образованием анизотропных структур. На теневой картине эти структуры регистрируются в виде параллельных полос на периферии ОТС.

Список литературы

- 1. Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир, 1973.
- 2. Лейкин М. В., Молочников Б. И., Морозов В. Н., Шакарян Э. С. Отражательная рефрактометрия. — Л.: Машиностроение, 1983.
- 3. Ринкевичюс Б.С. Лазерная диагностика потоков/Под ред. В.А. Фабриканта. М.: Изд-во МЭИ, 1990. 287 с.
- 4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика: Учеб. пособие. В 10 т. Т. VI: Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — 736 с.

- Артемов В. И., Евтихиева О. А., Лапицкий К. М., Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В., Яньков Г. Г. Численное моделирование и экспериментальное исследование естественной конвекции в жидкости вокруг нагретого тела: Труды 4-й РНКТ. 2006. Т. 5. С. 42–46.
- 6. Гречихин В. А., Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Исследование акустооптического эффекта в области интерференции лазерных пучков // Квантовая электроника. 2003. № 8. С. 742.
- 7. Расковская И. Л. Распространение лазерного пучка в среде с акустической волной // Радиотехника и электроника. 2004. № 11. С. 1382.
- 8. Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Определение акустического давления в жидкости по параметрам прошедшего лазерного излучения // Измерительная техника. 2006. № 6. С. 53.
- Rinkevichius B. S., Evtikhieva O. A., Raskovskaya I. L. // CD Proc. of Intern. Colloquium on Physics of Shock Waves, Combustion, Detonation and Non-Equilibrium Processes, MIC 2005, Minsk, Nov. 14–19, 2005.
- 10. Korpel A. Acoustooptics. N. Y.; Basel: Marcel Dekker, 1988.
- Систер В. Г., Мартынов Ю. В. Принципы повышения эффективности тепломассообменных процессов. — Калуга: Изд-во Н. Бочкаревой, 1998. — 507 с.
- 12. Орлов В.А., Чепура И.В. Перемешивание // Процессы и аппараты химической технологии. Явления переноса, макрокинетика, подобие, моделирование, проектирование. Т.2: Механические и гидромеханические процессы / Под ред. А.М. Кутепова. М.: Логос, 2001. 600 с.
- Yesin M. V., Evtikhieva O.A., Orlov S. V., Rinkevichius B. S., Tolkachev A. V. Laser refractometral method for visualization of liquid mixing in twisted flows // CD Rom Proc. of the 10th Intern. Symposium on Flow Visualization, Kyoto, Aug. 26–29, 2002. Paper No. F037. P. 1–8.
- 14. Евтихиева О.А., Есин М.В., Орлов С.В., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Лазерный рефракционный метод исследования жидкостей в закрученных потоках // Третья Российская национальная конф. по теплообмену. — М.: Изд-во МЭИ, 2002. — Т.1. С. 197–200.
- 15. Евтихиева О.А., Имшенецкий А.И., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Визуализация перемешивания в закрученном потоке с помощью лазерных плоскостей // CD ROM Материалы II Российск. конф. «Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках» №0320500321. МЭИ(ТУ), 2005.
- Показенцев А. Ю., Чаплина П. А., Чашечкин Ю. Д. Введение в оптику океана. — М.: МГУ, 2007.
- 17. Брамсон М.А., Красовский Э.И., Наумов Б.В. Морская рефрактометрия. Л.: Гидрометеоиздат, 1986. 247 с.

Глава 4

РЕФРАКЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

4.1. Приближение геометрической оптики

4.1.1. Плоско-слоистая среда. При достаточно медленном изменении свойств исследуемой среды от координат для описания распространения лазерных пучков можно воспользоваться приближением геометрической оптики. В этом случае пучок для любого типа СЛИ должен быть представлен в виде соответствующего семейства лучей. Для слоисто-неоднородных сред [1,2] могут быть получены аналитические выражения для траекторий лучей и проекций СЛИ на экране. Под слоисто-неоднородными будем понимать такие среды, в которых показатель преломления зависит лишь от одной координаты (изменяется в одном направлении).

Получим уравнения траекторий геометрооптических лучей для плоскослоистой среды, в которой показатель преломления зависит от одной декартовой координаты n = n(x) (рис. 4.1). Траектория луча, изображенного на рис. 4.1, лежит в плоскости XOZ и может быть задана как функция z(x), $y = y_0 = \text{const.}$ Угол α — угол, образованный вектором касательной к лучу с осью OX (направление касательной в точке на траектории z(x) совпадает с направлением луча в этой точке).

Очевидно, угол α будет изменяться в зависимости от положения точки на траектории луча и зависит от текущей координаты x, то есть $\alpha = \alpha(x)$. На рисунке обозначено $\alpha_0 = \alpha(0)$, $n_0 = n(0)$. Для определенности положим, что $n(x) = n_0$ во всей области $x \leq 0$, что соответствует рассматриваемым далее задачам рефракции.

Для вывода уравнения траектории будем исходить из закона Снеллиуса для плоско-неоднородной среды

$$n(x)\sin\alpha(x) = n_0\sin\alpha_0. \tag{4.1}$$

Как следует из рис. 4.1,

$$\operatorname{tg}\alpha(x) = \frac{dz}{dx},\tag{4.2}$$



Рис. 4.1. Траектории лучей в плоско-слоистой среде: *a*) показатель преломления убывает; *б*) показатель преломления возрастает

тогда, интегрируя (4.2), получим

$$z(x) = z_0 + \int_0^x \operatorname{tg} \alpha(x) \, dx,$$
(4.3)

где $z_0 = z(0)$.

Из (4.1) получаем выражение для t
g $\alpha(x)$ и подставляем его в (4.3), тогда

$$z(x) = z_0 + \int_0^x \frac{n_0 \sin \alpha_0 \, dx}{\pm \sqrt{n^2(x) - n_0^2 \sin^2 \alpha_0}}.$$
(4.4)

Знак перед квадратным корнем определяется знаком $tg \alpha(x)$.

Соотношение (4.4) представляет уравнение траектории луча в плоско-слоистой среде при известном распределении показателя преломления n(x) и заданных начальных условиях $z_0 = z(0)$ и $\alpha_0 = \alpha(0)$.

Особенность в подынтегральном выражении (4.4) соответствует точке поворота x_t луча в среде, определяемой из условия:

$$n(x_t) = n_0 \sin \alpha_0. \tag{4.5}$$

Очевидно, точка поворота в рассматриваемой среде может существовать, только если $\operatorname{grad} n(x) = dn/dx < 0$, что соответствует траектории, изображенной на рис. 4.1, *a*, а если dn/dx > 0, то $n(x) < n_0$, и равенство (4.5) не выполняется ни при каких значениях *x*, то есть точка поворота в такой среде отсутствует (рис. 4.1, *б*).

При наличии точки поворота, траектория (4.4) имеет две ветви и находится следующим образом: сначала определяется координата $z_t = z(x_t)$ в точке поворота

$$z_t = z_0 + \int_0^{x_t} \frac{n_0 \sin \alpha_0 \, dx}{\sqrt{n^2(x) - n_0^2 \sin^2 \alpha_0}},\tag{4.6}$$

затем для $x < x_t$ находим восходящую ветвь траектории (участок 1 на рис. 4.1, *a*)

$$z_1(x) = z_0 + \int_0^x \frac{n_0 \sin \alpha_0 \, dx}{\sqrt{n^2(x) - n_0^2 \sin^2 \alpha_0}}.$$
(4.7)

Далее при $x > x_t$ находим нисходящую ветвь траектории (участок 2 на рис. 4.1, *a*)

$$z_2(x) = z_t + \int_{x_t}^{-x} \frac{n_0 \sin \alpha_0 \, dx}{-\sqrt{n^2(x) - n_0^2 \sin^2 \alpha_0}}$$

ИЛИ

$$z_2(x) = z_t + \int_{-x}^{x_t} \frac{n_0 \sin \alpha_0 \, dx}{\sqrt{n^2(c) - n_0^2 \sin^2 \alpha_0}}.$$
(4.8)

Соотношения (4.5)–(4.8) составляют основу для расчета траектории геометрооптических лучей в плоско-слоистой среде. На рис. 4.2 приведен пример таких траекторий для экспоненциального слоя $n(x) = n_0(1 + \delta n e^{-x/a})$, где δn — максимальное значение относительного изменения показателя преломления, a — характерный размер слоя.



Рис. 4.2. Траектории геометрооптических лучей в плоском экспоненциальном слое: $n_0=1,33,~\delta n=0,01,~a=1$ мм

4.1.2. Сферически-слоистая среда. В сферически слоистой среде показатель преломления *n* зависит только от расстояния *r* до фиксированной точки, которую удобно совместить с началом координат, тогда

r — радиальная координата точки наблюдения и n = n(r). Как показано в [1], лучи в этом случае являются плоскими кривыми, лежащими в плоскости, проходящей через начало координат, и вдоль каждого луча выполняется условие

$$n(r)r\sin\alpha = \text{const},\tag{4.9}$$

где α — угол между вектором касательной к лучу в данной точке и радиус-вектором. Соотношение (4.9) представляет собой закон Снеллиуса для сферически-слоистой среды или — как его еще называют — уравнение Клеро [3]. Для описания траектории луча воспользуемся сферическими координатами r, ϕ , θ (рис. 4.3). Для плоских кривых $\varphi = \varphi_0 = \text{const}$ и траектория может быть описана зависимостью $\theta(r)$, где θ — угол между радиус-вектором и положительным направлением оси OZ, отсчитываемый против часовой стрелки.





На рис. 4.3 введены следующие обозначения: \mathbf{r} — радиус-вектор точки на луче; r — радиальная координата этой точки; r_t — радиальная координата точки поворота; \mathbf{k} — вектор касательной к лучу в точке (r, θ) ; α — угол между вектором касательной и радиус-вектором; γ — угол между вектором касательной и осью OZ; ρ — прицельный параметр луча.

Если луч до входа в неоднородную среду на бесконечном удалении от центра координат был параллелен оси OZ, то $\rho = \lim_{\substack{r \to \infty \\ r \to \infty}} r \sin \alpha(r)$, то есть прицельный параметр ρ равен расстоянию от луча до оси OZ, пока луч не начал рефрагировать в неоднородности.

Для достаточно большого значения радиальной координаты на входе в среду r_0 можно положить $\rho = r_0 \sin \alpha_0$, где $\alpha_0 = \alpha(r_0)$, тогда (4.9) перепишем в виде:

$$n(r)r\sin\alpha(r) = n_0\rho, \qquad (4.10)$$

где $n_0 = \lim_{r \to \infty} n(r)$, или $n_0 = n(r_0)$.

Из (4.10) следует, что

$$\alpha(r) = \arcsin \frac{n_0 \rho}{r n(r)}.$$
(4.11)

3 О. А. Евтихиева, И. Л. Расковская, Б. С. Ринкевичюс

Чтобы найти зависимость $\theta(r)$, определяющую траекторию луча, найдем связь между углами α и θ , воспользовавшись рис. 4.4, на



определяющую траекторию луча, θ , воспользовавшись рис. 4.4, на котором показан бесконечно малый участок траектории *AB*.

Радиальная координата в точке A равна r, а угол между радиус-вектором и касательной равен α , в точке B эти величины получают приращения соответственно dr и $d\alpha$. Пунктиром на рис. 4.4 показана окружность радиусом rс центром в начале координат. Переходу из точки A в точку B соответствует поворот радиус-вектора на угол $d\theta < 0$.

$$\alpha + d\alpha$$
.

Рис. 4.4. Геометрическая связь между угловыми функциями $\alpha(r)$ и $\theta(r)$

Рассмотрим криволинейный треугольник ABC: $AC = -rd\theta$,

BC=dr, следовательно $\mathrm{tg}(\alpha+d\alpha)=-rd\theta/dr.$ Пренебрегая величиной $d\alpha,$ получаем:

$$tg(\alpha) = -\frac{rd\theta}{dr}.$$
(4.12)

Из (4.11) находим $tg \alpha$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \alpha}{\cos \alpha} = \frac{n_0 \rho}{\pm \sqrt{r^2 n^2(r) - \rho^2 n_0^2}}.$$
(4.13)

Знак перед корнем определяется знаком $\cos \alpha(x)$, который изменяется в точке поворота r_t , определяемой из условия:

$$r_t n(r_t) = n_0 \rho.$$
 (4.14)

Как и в случае плоско-слоистой среды, траектория луча имеет две ветви: при изменении r от входа в неоднородность $(r \to \infty)$ до r_t уравнение траектории определяется из соотношения, которое следует из (4.12)-(4.13) при $\cos \alpha < 0$. Индексами 1 и 2 обозначены переменные соответственно до и после точки поворота.

$$\frac{d\theta_1}{dr} = \frac{n_0\rho}{r\sqrt{r^2n^2(r) - \rho^2n_0^2}},$$
(4.15)

интегрируя (4.15), получаем

$$\theta_1(r) = \pi + \int_{-\infty}^r \frac{n_0 \rho dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \rho^2 n_0^2}},$$
(4.16)

где π — значение угла θ при входе луча в неоднородность: lim $\theta(r) = \pi$.

Из (4.16) следует, что значение θ_t в точке поворота

$$\theta_t = \pi - \int_{r_t}^{\infty} \frac{n_0 \rho \, dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \rho^2 n_0^2}}.$$
(4.17)

Тогда после точки поворота имеем

$$\frac{d\theta_2}{dr} = -\frac{n_0\rho}{r\sqrt{r^2n^2(r) - \rho^2n_0^2}}.$$
(4.18)

Интегрируя (4.18), получаем:

$$\theta_2(r) = \theta_t - \int_{r_t}^r \frac{n_0 \rho dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \rho^2 n_0^2}}.$$
(4.19)

Соотношения (4.16), (4.17), (4.19) непосредственно используются при расчете рефрактограмм в сферически слоистой среде для разных типов СЛИ (см. гл. 5).

На рис. 4.5 изображены траектории лучей в сферическом пограничном слое, возникающем в воде у поверхности нагретого шара радиуса R с гауссовым профилем неоднородности показателя преломления вида $n(r) = n_0 - \Delta n \exp\left(-\frac{(r-R)^2}{a^2}\right)$, где Δn — величина изменения показателя преломления, a — толщина пограничного слоя, n_0 — невозмущенное значение показателя преломления.



Рис. 4.5. Траектории лучей (1–5) в сферическом пограничном слое с гауссовым профилем неоднородности показателя преломления: $n_0 = 1,33$, $\delta n = 0,01$, a = 1 мм, R = 12 мм

3*

Представляет интерес получение из (4.17), (4.19) асимптотического значения $\theta_2(r)$ при $r \to \infty$, которое соответствует углу отклонения луча от первоначального направления:

$$\lim_{r \to \infty} \theta_2(r) = \pi - 2 \int_{r_t}^{\infty} \frac{n_0 \rho \, dr}{r \sqrt{r^2 n^2(r) - \rho^2 n_0^2}}.$$
(4.20)

Угол отклонения луча от первоначального направления может быть получен также как асимптотическое значение угла $\gamma(r)$ при $r \to \infty$.

Из рис. 4.4 следует, что $\gamma= heta-lpha$, тогда

$$\frac{d\gamma}{dr} = \frac{d\theta}{dr} - \frac{d\alpha}{dr}.$$
(4.21)

Поскольку нас интересует асимптотическое значение γ на выходе из среды, следует воспользоваться соотношением (4.18) для производной θ_2 — второй ветви траектории. Производную угла α находим из (4.11)

$$\frac{d\alpha}{dr} = -\frac{n_0 \rho \left(\frac{1}{r} + \frac{n'(r)}{n(r)}\right)}{\sqrt{r^2 n^2(r) - \rho^2 n_0^2}},$$
(4.22)

тогда

$$\frac{d\gamma}{dr} = \frac{n_0 \rho n'(r)}{n(r)\sqrt{r^2 n^2(r) - \rho^2 n_0^2}}.$$
(4.23)

Интегрируя (4.23), получим асимптотический угол отклонения луча

$$\gamma = \gamma_t + \int_{r_t}^{\infty} \frac{n_0 \rho n'(r) \, dr}{n(r) \sqrt{n^2(r)r^2 - n_0^2 \rho^2}}.$$
(4.24)

Из соображений симметрии очевидно

$$\gamma_t = \int_{r_t}^{\infty} \frac{n_0 \rho n'(r) \, dr}{n(r) \sqrt{n^2(r)r^2 - n_0^2 \rho^2}},\tag{4.25}$$

тогда

$$\gamma = \int_{r_t}^{\infty} \frac{2n_0 \rho n'(r) \, dr}{n(r) \sqrt{n^2(r)r^2 - n_0^2 \rho^2}}.$$
(4.26)

При $r \to \infty$ на выходе из среды в соответствии с (4.20), (4.17), (4.26)

$$\gamma = \lim_{r \to \infty} \theta_2(r) = 2\theta_t - \pi.$$
(4.27)

Определение асимптотических углов (4.26) отклонения лучей СЛИ хотя и не задает однозначно положение рефрактограммы на экране, но в ряде практических случаев достаточно хорошо позволяет описать ее форму.

Полученные выше соотношения (4.16), (4.17), (4.19), (4.26) описывают рефракцию лучей, однако приближение классической геометрической оптики непригодно для описания дифракционных эффектов, связанных с пространственной ограниченностью лазерных пучков и их дифракцией на неоднородности. Для оценки и возможного учета указанных волновых эффектов далее рассмотрено квазиоптическое приближение описания распространения лазерного пучка в слабонеоднородной среде.

4.2. Квазиоптическое приближение

Лазерные пучки для любого типа СЛИ могут быть представлены в виде пространственного (углового) спектра, определяемого данным видом ДОЭ. Распространение каждой пространственной гармоники в неоднородной среде может рассматриваться независимо и в соответствии с принципом суперпозиции интегрироваться на выходе из среды [4]. Ниже рассмотрена математическая модель распространения лазерного пучка в неоднородной среде, соответствующая такому подходу.

Рассмотрим лазерный пучок, распространяющийся в направлении оси OZ в среде с показателем преломления n_0 . Пусть E(x, y, 0) комплексная амплитуда поля пучка при z = 0 на входе в среду. Требуется определить поле в среде в точке наблюдения (x, y, z). Произведем двумерное фурье-преобразование функции E(x, y, 0):

$$E(x, y, 0) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F_0(k_x, k_y) \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y, \qquad (4.28)$$

где k_x и k_y — компоненты волнового вектора **k**,

$$F_0(k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y, 0) \exp\left[-i(k_x x + k_y y)\right] dx \, dy \quad (4.29)$$

— угловой (пространственный) спектр функции E(x, y, 0). Если угловой спектр $F(k_x, k_y, z)$ известен при любом z, то искомая функция E(x, y, z) определяется выражением [1]

$$E(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k_x, k_y, z) \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y.$$
(4.30)

Поскольку функция E(x, y, z) удовлетворяет волновому уравнению

$$\Delta E + k^2 E = 0, \tag{4.31}$$

то, подставляя (4.30) в уравнение (4.31), получаем дифференциальное уравнение для функции $F(k_x, k_y, z)$:

$$\frac{d^2F}{dz^2} + (k^2 - k_x^2 - k_y^2)F = 0.$$
(4.32)

Решая это уравнение при условии $F(k_x, k_y, 0) = F_0(k_x, k_y)$, найдем частное решение, соответствующее волне, распространяющейся в положительном направлении оси OZ,

$$F_0(k_x, k_y, z) = F_0(k_x, k_y) \exp\left(iz\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}\right).$$
(4.33)

Угловой спектр, по мере удаления точки наблюдения от входа в среду, изменяется, что связано со сдвигом фаз между различными спектральными компонентами (плоскими волнами, распространяющимися под разными углами к оси OZ). Рассмотрим, как распространяется волновой пучок с узким угловым спектром, т.е. пучок, ширина которого значительно больше длины оптической волны. Это означает, что поперечные компоненты волнового вектора k_x и k_y малы по сравнению с его абсолютной величиной k. В этом случае в экспоненте (4.33) выражение $\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}$ можно разложить в ряд, сохранив лишь квадратичные по k_x и k_y члены. Тогда, согласно (4.30) пучок будет описываться функцией

$$E(x, y, z) = e^{ikz} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F_0(k_x, k_y) \exp\left[i(k_x x + k_y y)\right] \times \exp\left[-\frac{iz}{2k}(k_x^2 + k_y^2)\right] dk_x dk_y = e^{ikz} A(x, y, z), \quad (4.34)$$

где A(x, y, z) — амплитуда волны и, в соответствии с (4.29),

$$F_0(k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\xi, \eta, 0) \exp\left(-i(k_x\xi + k_y\eta)\right) d\xi \, d\eta. \quad (4.35)$$

Подставив (4.35) в (4.34) и интегрируя по k_x и k_y , получим для амплитуды волны:

$$A(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G(x - \xi, y - \eta, z) A(\xi, \eta, z = 0) \, d\xi \, d\eta, \qquad (4.36)$$

где функция Грина

$$G = \frac{\exp\left(-\frac{(x-\xi)^2}{4\Lambda z}\right)}{\sqrt{4\pi\Lambda z}} \times \frac{\exp\left(-\frac{(y-\eta)^2}{4\Lambda z}\right)}{\sqrt{4\pi\Lambda z}}$$
(4.37)

Анализ структуры выражения (4.36) показывает, что оно является точным решением параболического уравнения с мнимым коэффициентом диффузии

$$\Lambda = -\frac{1}{2ik},\tag{4.38}$$

которое описывает распространение пучка в квазиоптическом приближении. Математическая модель и геометрические параметры задачи иллюстрируются рис. 4.6. В области $z \ge 0$ находится плоскоили сферически-слоистая оптически неоднородная среда, вектор \mathbf{K}_a задает направление градиента поля неоднородности. Лазерный пучок с эффективным радиусом w распространяется в плоскости XOZ, k оптический волновой вектор, $k = 2\pi/\lambda$, где λ — длина оптической волны в среде, α — угол, который ось пучка составляет с осью Z при z = 0. Далее, в соответствии с условиями измерений (см. гл. 6), будем предполагать $\sin \alpha \ll 1$.



Рис. 4.6. Геометрические параметры задачи

Пусть E(x, y, 0) — комплексная амплитуда поля пучка при z = 0 на входе в среду, показатель преломления которой при $z \ge 0$ может быть представлен в виде

$$n(x, y, z) = n_0 + \Delta n(x, y, z), \tag{4.39}$$

причем выполняется соотношение $\delta n = \Delta n/n_0 \ll 1$, где n_0 — показатель преломления невозмущенной среды, а Δn — максимальное отклонение от значения n_0 . Требуется определить комплексную амплитуду E(x, y, z) в среде в точке наблюдения P(x, y, z).

Для решения поставленной задачи поле пучка представляется в виде пространственного спектра, а описание распространения каждой спектральной составляющей в неоднородной среде проводится в рамках приближения геометрической оптики с использованием метода возмущений эйконала и амплитуды [2]. Оптическое поле в точке наблюдения является суперпозицией парциальных волн, интерференция которых с учетом возмущений приводит к искажениям амплитуды и фазы пучка. Использование понятия геометрооптических лучей для парциальных волн накладывает следующее ограничение на дистанцию z при заданном значении длины волны λ и характерном размере неоднородности a:

$$\frac{\lambda z}{a^2} \ll 1. \tag{4.40}$$

Комплексную амплитуду оптического поля при z=0 представляем в виде

$$E(x, y, 0) = \exp\left\{ikx\,\sin\alpha\right\}A(x, y, 0),\tag{4.41}$$

где A(x, y, 0) — комплексная амплитуда при $\alpha = 0$. Разложим E(x, y, 0) в спектр по плоским волнам с параметрами k_x и k_y

$$E(x, y, 0) = \exp\left\{ikx\,\sin\alpha\right\} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y)\,\exp\left\{i(k_xx + k_yy)\right\}dk_x\,dk_y,$$
(4.42)

где $F(k_x, k_y)$ — комплексные амплитуды спектральных составляющих,

$$F(k_x, k_y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, y, 0) \exp\left\{-i(k_x x + k_y y)\right\} dx \, dy, \quad (4.43)$$

а направление распространения соответствующих плоских волн характеризуется вектором с компонентами $(k_x + k \sin \alpha, k_y, \sqrt{k^2 - (k_x + k \sin \alpha)^2 - k_y^2})$. На рис. 4.6 в плоскости XOZ изображен геометрооптический луч, образующий с осью OZ угол α_x и соответствующий парциальной плоской волне с параметрами

$$k_x = k\sin\alpha_x - k\sin\alpha, \quad k_y = 0. \tag{4.44}$$

В соответствии с [2] фаза каждой спектральной составляющей в точке наблюдения P(x, y, z) может быть представлена в виде:

$$\varphi(x, y, z, k_x, k_y) = \\ = (k_x + k \sin \alpha)x + k_y y + z \sqrt{k^2 - (k_x + k \sin \alpha)^2 - k_y^2} + \Delta \varphi \quad (4.45)$$

и определяется интегрированием значений показателя преломления (4.39) вдоль соответствующего геометрооптического луча. Первые три

слагаемых в (4.45) соответствуют фазе парциальной волны в невозмущенной среде, а последнее слагаемое определяет возмущение фазы $\Delta \varphi$ из-за присутствия оптической неоднородности:

$$\Delta\varphi(x, y, z, k_x, k_y) = \delta n \cdot f(x, y, z, k_x, k_y). \tag{4.46}$$

Функция $f(x, y, z, k_x, k_y)$, обозначаемая в дальнейшем для краткости f, определяется структурой конкретной неоднородности (см. пример далее).

Поле в точке наблюдения P(x, y, z) представляет собой суперпозицию парциальных волн с учетом условий их распространения:

$$E(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{F(k_x, k_y)}{\sqrt{\gamma(k_x, k_y, x, y, z)}} \exp\left\{i[(k_x + k\sin\alpha)x + k_yy + z\sqrt{k^2 - (k_x + k\sin\alpha)^2 - k_y^2} + \Delta\varphi]\right\} dk_x \, dk_y, \quad (4.47)$$

где $\gamma(k_x, k_y, x, y, z)$ учитывает расходимость лучей в неоднородной среде и определяется на основании уравнений переноса [2] для каждой спектральной составляющей.

Для пучков с узким пространственным спектром ($\lambda/w \ll 1$) возможны дальнейшие упрощения. На основании [4] с точностью до квадратичных членов разложения функций от k_x в показателе экспоненты (4.47) представление для комплексной амплитуды лазерного пучка в точке наблюдения имеет вид:

$$E(x, y, z) = \frac{\exp\{i[kz\cos\alpha + kx\sin\alpha + \Delta\varphi_0]\}}{\sqrt{\gamma(0, 0, x, y, z)}} A(x, y, z),$$
(4.48)

где

$$\Delta\varphi_0 \equiv \Delta\varphi_0(x, y, z) \equiv \delta n \cdot f_0(x, y, z), \qquad (4.49)$$

$$A(x, y, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k_x, k_y) \exp\left\{i\left[k_x(x - z \, \mathrm{tg}\,\alpha + \delta n f') + k_y y - \frac{k_x^2}{2k}(z - \delta n k f'') - \frac{k_y^2}{2k}z\right]\right\} dk_x \, dk_y, \quad (4.50)$$

f' и f'' — частные производные по k_x .

Первый множитель в (4.50) соответствует полю плоской волны, распространяющейся в неоднородной среде под углом α к оси Z. Функция $\Delta \varphi_0(x, y, z)$ в показателе экспоненты задает возмущение фазы вдоль луча, пришедшего в точку наблюдения (рис. 4.6), а функция расходимости $\gamma(0, 0, x, y, z)$, которая для заданной конфигурации неоднородности будет определена ниже, в нулевом приближении описывает
дифракционные эффекты, обусловленные наличием пространственной неоднородности с характерным размером *a*.

Второй множитель A(x, y, z) учитывает эффекты, связанные с пространственной ограниченностью пучка, т. е. его дифракцию в условиях неоднородной среды, обусловленную наличием характерного размера w. Для получения удобного аналитического представления, описывающего эти эффекты, сравним выражения (4.48) с выражением для комплексной амплитуды оптического поля $E^0(x, y, z)$ в точке наблюдения P(x, y, z) в невозмущенной среде, т. е. при $\delta n = 0$:

$$E^{0}(x, y, z) = \exp\{i[kz\cos\alpha + kx\sin\alpha]\}A^{0}(x, y, z),$$
(4.51)

$$A^{0}(x, y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_{x}, k_{y}) \exp\left\{i\left[k_{x}(x - z \, \operatorname{tg} \alpha) + k_{y}y - \frac{k_{x}^{2}}{2k}z - \frac{k_{y}^{2}}{2k}z\right]\right\} dk_{x} \, dk_{y}.$$
 (4.52)

Если представление (4.52) допускает разделение переменных, например, для гауссовых пучков

$$A^{0}(x, y, z) = A^{0}_{x}(x, z)A^{0}_{y}(y, z), \qquad (4.53)$$

то

$$A(x, y, z) = A_x^0(x + \delta n f', z - \delta n k f'') A_y^0(y, z).$$
(4.54)

Учитывая, что функция f и ее частные производные по k_x зависят от значений координат точки наблюдения P(x, y, z) и вводя обозначения

$$\Delta x(x, y, z) = \delta n f', \quad \Delta z(x, y, z) = -\delta n k f'' \tag{4.55}$$

окончательно запишем (4.48) в виде

$$E(x, y, z) = \frac{\exp\left\{i[kz\cos\alpha + kx\sin\alpha + \Delta\varphi_0(x, y, z)]\right\}}{\sqrt{\gamma(x, y, z)}} \times A_x^0(x + \Delta x(x, y, z), z + \Delta z(x, y, z))A_y^0(y, z). \quad (4.56)$$

Выражение (4.56) позволяет находить в точке наблюдения P(x, y, z) комплексную амплитуду лазерного пучка, распространяющегося в слабонеоднородной среде, если известна его комплексная амплитуда в однородной среде. Комплексная амплитуда пучка в среде, возмущенной, например, температурным полем, представляется через комплексную амплитуду пучка в невозмущенной среде в той же точке наблюдения посредством формальной замены в функции A_x^0 координат $x \to x + \Delta x$ и $z \to z + \Delta z$, где функция $\Delta x = \Delta x(x, y, z)$ описывает искажения комплексной амплитуды пучка, связанные с рефракционным смещением

лучей по оси OX в пределах сечения пучка, а $\Delta z = \Delta z(x, y, z)$ задает изменение условий фокусировки и дифракционного расширения пучка в неоднородной среде.

Волновое описание поля пучка позволяет учесть дифракционные эффекты, имеющие место при использовании методов лазерной рефрактографии для исследования оптически неоднородных сред.

4.3. Численное моделирование распространения пучка

Для определения функций $\Delta \varphi_0(x, y, z)$, $\Delta x(x, y, z)$ и $\gamma(x, y, z)$, определенных формулами (4.49), (4.55), конкретизируем выражение (4.39), предполагая, что неоднородность среды формируется температурным полем, связь температуры с показателем преломления задается соотношением (3.3), а угол распространения пучка $\alpha = 0$. Для выявления основных физических закономерностей распространения пучка рассмотрим экспоненциальную зависимость показателя преломления от координаты:

$$n(x,t) = n_0 (1 + \delta n \,\mathrm{e}^{-x/a}), \tag{4.57}$$

где *а* — характерная толщина слоя температурной неоднородности вблизи нагретого тела.

Соответствующая выражению (4.46) фаза в точке (x, y, z) парциальной волны с параметрами $k_x = k \sin \alpha_x$, $k_y = 0$, определяется интегрированием вдоль соответствующего луча

$$\varphi(x,z) = k \left\{ x_0(x,z) \sin \alpha_x + \int_{x_0}^x (1+\delta n \,\mathrm{e}^{-x/a}) \frac{dx}{\sin \alpha_x} \right\},\tag{4.58}$$

где $x_0 = x - z \operatorname{tg} \alpha_x$ — координата входа луча в среду (рис. 4.6). На основе (4.46), (4.47) и (4.58) определяем функцию f, характеризующую структуру неоднородности:

$$f = ka e^{-x/a} \left(\frac{\exp\left(\frac{z \cdot \lg \alpha_x}{a}\right) - 1}{\sin \alpha_x} \right).$$
(4.59)

Проведем разложение в ряд по k_x функции (4.37) в точке $k_x = 0$ и воспользуемся соотношениями (4.49) и (4.55) с целью получения явных выражений для $\Delta \varphi_0(x, z)$, $\Delta x(x, z)$, $\gamma(x, z)$:

$$\Delta\varphi_0(x,z) = \delta n \, kz \, \mathrm{e}^{-x/a},\tag{4.60}$$

$$\Delta x(x,z) = \delta n \frac{z^2}{a} e^{-x/a}, \qquad (4.61)$$

$$\gamma(x,z) = \sqrt{1 - \delta n \frac{z^2}{a^2}} e^{-x/a}$$
. (4.62)

Соотношения (4.56) и (4.59)-(4.62) определяют оптическое поле лазерного пучка в среде при наличии температурной неоднородности (4.57).

Численное моделирование проведем для гауссовского пучка, комплексная амплитуда которого $A^0(x,y,z)$ в однородной среде определяется выражением

$$A^{0}(x, y, z) = \frac{A^{0}(0, 0, z_{F})}{\sqrt{1 + D^{2}}} \exp\left\{-\frac{x^{2}}{w^{2}(1 + D^{2})} - \frac{y^{2}}{w^{2}(1 + D^{2})} + i\psi(x, y, z)\right\},$$
(4.63)

где ψ — функция, задающая форму волнового фронта; D — безразмерная дифракционная длина; z_F — координата перетяжки:

$$\psi(x, y, z) = \frac{x^2 + y^2}{w^2(1 + D^2)} \frac{D}{1 + D^2} - \operatorname{arctg} D, \qquad (4.64)$$

$$D = \frac{(z - z_F)}{R_0}, \quad R_0 = \frac{kw^2}{2}, \tag{4.65}$$

*R*₀ — конфокальный параметр пучка. На основе формул (4.56), (4.59)–(4.62), в первом приближении метода возмущений эйконала и амплитуды проведен расчет амплитуды гауссова пучка в неоднородности (4.57) на дистанции *z*:

$$A(x, y, z) = \frac{A^{0}(0, 0, z_{F})}{\sqrt{1 + D^{2} - \delta n \frac{z^{2}}{a^{2}} e^{-x/a}}} \times \exp\left\{-\frac{\left(x - \delta n \frac{z^{2}}{a} e^{-x/a}\right)^{2}}{w^{2}(1 + D^{2})} - \frac{y^{2}}{w^{2}(1 + D^{2})}\right\}.$$
 (4.66)

Как следует из структуры (4.66) дифракционная расходимость пучка из-за ограниченности его радиуса компенсируется фокусировкой пучка из-за рефракции (слагаемые под знаком корня имеют разные знаки), что соответствует возрастанию его амплитуды. Первое слагаемое в показателе экспоненты определяет смещение центра пучка, т. е. описывает рефракцию в волновой трактовке с одновременным учетом искажения формы огибающей пучка. Равенство нулю знаменателя в (4.66) соответствует образованию каустики, которая при z > 1 см видна на рис. 4.7, представляющем рефракционную картину лучей в пучке. Расчеты выполнены при $\delta n = 0,01$, a = 1 мм.

Рис. 4.8 иллюстрирует смещение и деформацию пучка в зависимости от дистанции, пройденной в сферическом слое на расстоянии 0,3 мм от нагретого шара радиусом 40 мм.

На рис. 4.9 при тех же параметрах исследуется форма пучка в зависимости от поперечного сдвига x_0 его оси в слое (вдоль радиального



Рис. 4.7. Рефракция лучей в пучке для плоскослоистой модели при $\delta n=0,01,$ a=1 мм



Рис. 4.8. Смещение и деформация пучка при изменении дистанции z: 1 - z = 0 мм; 2 - z = 2 мм; 3 - z = 4 мм; 4 - z = 6 мм; 5 - z = 8 мм; 6 - z = 10 мм



Рис. 4.9. Зависимость формы пучка от его поперечного смещения: $1 - x_0 = 0,5$ мм; $2 - x_0 = 0,46$ мм; $3 - x_0 = 0,42$ мм; $4 - x_0 = 0,38$ мм; $5 - x_0 = 0,34$ мм; $6 - x_0 = 0,3$ мм

направления). Для лазерной плоскости x_0 — это расстояние от поверхности нагретого шара до центра лазерной плоскости. При приближении к центру неоднородности увеличивается смещение и фокусировка пучка. Рис. 4.10, *а*-в иллюстрируют фокусировку и искажение лазерного пучка в сферическом слое в зависимости от дистанции при указанных выше параметрах.



Рис. 4.10. Фокусировка и искажение лазерной плоскости в сферическом слое на разных дистанциях от центра неоднородности: *a*) z = 2 мм; *б*) z = 8 мм; *в*) z = 12 мм

В данном разделе было проведено исследование распространения лазерного пучка в слоистых неоднородностях на основе волнового уравнения с учетом рефракции в первом приближении метода возмущений по параметру δn . Расчет на основе квазиоптического приближения распространения ЛП для разных расстояний от нагретого тела позволяет одновременно учитывать дифракционные и рефракционные эффекты при обработке изображений методом, описанным в гл. 8, что дает возможность снизить погрешность измерений смещения ЛП. Кро-

ме того, применение волнового описания позволяет определить границы применимости геометрической оптики, в частности, как следует из приведенных выше расчетов, преобладающими являются рефракционные эффекты, что позволяет использовать классические лучевые методы. Как показывет численный анализ, для температурных неоднородностей в воде размером порядка 0,1–1 мм при разности температур в несколько десятков градусов дифракционные эффекты из-за конечных размеров пучка несущественны по сравнению с рефракционными эффектами, т.к. в (4.51) $D^2 \ll \delta n \cdot z^2/a^2$. Поэтому в теоретических разделах сделан акцент на исследовании рефракции на основе уравнений лучей в сферически неоднородной среде.

Список литературы

- 1. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
- Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
- 3. *Зелкин Е. Г., Петрова Р. А.* Линзовые антенны. М.: Сов. радио, 1974. 280 с.
- Расковская И. Л. Распространение лазерного пучка в среде с акустической волной // Радиотехника и электроника. 2004. № 11. С. 1382.
- Евтихиев Н. Н., Евтихиева О. А., Компанец И. Н., Краснов А. Е., Кульчин Ю. Н., Одиноков С. В., Ринкевичюс Б. С. Информационная оптика/ Под ред. Н. Н. Евтихиева. — М.: Изд-во МЭИ, 2000. — 612 с.

Глава 5

РЕФРАКЦИЯ СЛИ В СФЕРИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

5.1. Рефракция плоского СЛИ

5.1.1. Основные теоретические соотношения. Для разработки методики построения расчетных рефрактограмм исследуется рефракция лазерной плоскости в сферически слоистой среде с показателем преломления, изменяющимся в соответствии с (4.1).

Геометрия задачи иллюстрируется на рис. 5.1. Лазерная плоскость 1, перпендикулярная оси OX, распространяется вдоль оси OZ. Начало координат совмещено с центром нагретого шара 2. Проекция лазерной плоскости наблюдается в плоскости 3, перпендикулярной оси OZи расположенной на расстоянии z_1 от начала координат.



Рис. 5.1. Геометрические параметры при рефракции ЛП: 1 — лазерная плоскость; 2 — нагретый шар; 3 — полупрозрачный матовый экран

Связь между декартовыми и сферическими координатами задается соотношениями:

$$x = r\sin\theta\cos\varphi, \quad y = r\sin\theta\sin\varphi, \quad z = r\cos\theta.$$
 (5.1)

При $z = z_0$ уравнение лазерной плоскости: $x = x_0$. Прицельный параметр лежащего в этой плоскости луча определяется параметром φ и равен

$$\rho(\varphi) = \frac{x_0}{\cos \varphi}.$$
(5.2)

При сферической симметрии этот луч остается в плоскости, задаваемой параметром φ , и его траектория определяется зависимостью $r(\theta, \varphi)$. Траектории лучей рассчитываются на основе соотношений, описывающих распространение луча в сферически слоистой неоднородности [1], приведенных в п. 4.1.2.

Радиальная координата луча при входе в среду (при $z = z_0$) равна

$$r_0(\varphi) = \sqrt{\rho^2(\varphi) + z_0^2}$$
. (5.3)

Угол θ_0 характеризует направление луча при входе в среду:

$$\theta_0(\varphi) = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{z_0}{\rho(\varphi)}.$$
(5.4)

Угол $\theta = \theta_t$, соответствующий точке поворота луча:

$$\theta_t(\varphi) = \theta_0(\varphi) + \int_{r_0(\varphi)}^{r_t(\varphi)} \frac{n_0 \rho(\varphi) \, dr}{r \sqrt{n^2(r)r^2 - n_0^2 \rho^2(\varphi)}}.$$
(5.5)

Уравнение луча до точки поворота:

$$\theta(r,\varphi) = \theta_0(\varphi) + \int_{r_0(\varphi)}^r \frac{n_0\rho(\varphi)\,dr}{r\sqrt{n^2(r)r^2 - n_0^2\rho^2(\varphi)}}.$$
(5.6)

Уравнение луча после точки поворота:

$$\theta(r,\varphi) = \theta_t(\varphi) + \int_r^{r_t(\varphi)} \frac{n_0\rho(\varphi)\,dr}{r\sqrt{n^2(r)_r^2 - n_0^2\rho(\varphi)}}.$$
(5.7)

Формулы (5.5)–(5.7) составляют основу для расчета рефракции лазерной плоскости в радиальной неоднородности. Угол φ является параметром, задающим произвольный луч в лазерной плоскости, что позволяет описать все семейство лучей, принадлежащих этой плоскости. На экране, расположенном на дистанции z_1 , радиальная координата $r(z_1, \varphi)$ определяется из уравнения

$$r\cos\theta(r,\varphi) = z_1,\tag{5.8}$$

а координаты проекции плоскости на экране

$$\begin{aligned} x(z,\varphi) &= r(z,\varphi) \sin \theta(r(z,\varphi),\varphi) \cos \varphi, \\ y(z,\varphi) &= r(z,\varphi) \sin \theta(r(z,\varphi),\varphi) \sin \varphi. \end{aligned}$$

$$(5.9)$$

Соотношения (5.9) определяют структуру рефрактограммы для заданной неоднородности.

5.1.2. Пограничный слой около нагретого шара. Как было указано выше, трехмерные рефрактограммы позволяют осуществлять непосредственую визуализацию и диагностику неоднородностей. Однако для проведения количественной диагностики (гл. 8) требуется сопоставление расчетных и экспериментальных рефрактограмм, что удобнее делать при использовании двумерных проекций СЛИ (двумерных рефрактограмм) в сечениях, заданных определенными расстояниями от неоднородности. Поэтому данная глава посвящена методике расчета двумерных рефрактограмм на примере сферических температурных неоднородностей [2–4].

Численные расчеты проводились по формулам (5.7)–(5.9) для параметров температурной зависимости (3.4), близких к условиям проведения экспериментов с нагретым шаром в воде, описанных в гл. 6. На рис. 5.2 представлены графики радиальной зависимости температуры для двух моделей ее распределения около нагретого шара при следующих параметрах:

1)
$$R = 12$$
 mm, $T_0 = 20$ °C, $\Delta T = 70$ °C, $\Delta R = 0$, $a = 1$ mm;

$$2)\;R=12$$
 мм, $T_0=19.7\,^{\circ}\mathrm{C},\;\Delta T=80\,^{\circ}\mathrm{C},\;\Delta R=-5$ мм, $a=1.4$ мм.

Равенство $\Delta R = 0$ соответствует случаю, когда $\operatorname{grad}[T(R)] = 0$, а при удалении от поверхности шара градиент температуры сначала возрастает, а потом убывает, что обусловлено наличием точки перегиба на кривой 1. В этом случае имеет место ситуация, когда лучи в лазерной плоскости, прошедшие ближе к поверхности шара, испытывают меньшее отклонение, чем лучи, прошедшие дальше от поверхности. Кривая 2 на рис. 5.2 соответствует второй модели распределения пока-



Рис. 5.2. Радиальные зависимости температуры (кривые 1 и 2) и ее градиента (кривые 1a и 2a) для двух разных моделей пограничного слоя: 1 — grad (T(R)) = 0; 2 — grad $(T(R)) \neq 0$

зателя преломления $(\operatorname{grad}(T(R)) \neq 0)$, и в данном случае отсутствует пограничный слой с относительно медленным изменением температуры. Кривые 1*a* и 2*a* демонстрируют изменение градиента температуры в зависимости от радиальной координаты для первой и второй модели соответственно.

При проецировании на расстоянии $z_1 = 155$ мм семейства рефрагированных на неоднородности лучей вида 1 с параметром $x_0 = 12,05$ мм на графике проекции x(y) (кривая 1 на рис. 5.3) наблюдаются локальные экстремумы, что вызвано описанной выше особенностью рефракции лучей.



Рис. 5.3. Проекции лазерной плоскости для первой модели (кривая 1) и второй модели слоя (кривая 2) при $z_1 = 155$ мм: $x_0 = 12,05$ мм

Таким образом, наличие экстремумов на графике x(y), соответствующем проекции рефрагированной лазерной плоскости, свидетельствует о существовании пограничного слоя с относительно медленным изменением температуры и grad (T(R)) = 0. В случае неоднородности вида 2 для семейства лучей с параметром $x_0 = 12,05$ мм локальные экстремумы уже не возникают (кривая 2 на рис. 5.3), что при решении обратной задачи позволяет сделать вывод об отсутствии пограничного слоя с нулевым значением градиента температуры.

На рис. 5.4 показаны рассчитанные проекции лазерной плоскости, которые в динамике могут иллюстрировать процесс остывания шара.

На рис. 5.5–5.6 показаны (на цв. вкл.) типичные 3D-рефрактограммы нагретого сферического слоя в воде для плоско структурированного СЛИ (масштаб вдоль оси *OZ* существенно уменьшен).

При наличии области неоднородности, где градиент показателя преломления относительно мал или равен нулю, в поперечных сечениях рефрактограммы заметны слабо выраженные (при реальных температурах) локальные экстремумы, обусловленные уменьшением отклонения ЛП в области малого градиента (рис. 5.6).

Проведенный анализ позволяет на основе особенностей проекции рефрагированной в температурном поле лазерной плоскости судить



Рис. 5.4. Проекции лазерной плоскости для первой модели при разных значениях температуры поверхности шара, R = 12 мм, z = 155 мм, $x_0 = 12,05$ мм

о характере изменения температуры в пограничном слое в непосредственной близости от нагретого шара в жидкости. Численный расчет рефракции проводился на основе модели сферически слоистой среды. Основанием для выбора такой модели служит экспериментальный факт, заключающийся в том, что искривление луча присходит в тонком пограничном слое непосредственно под сферой. Причем луч фактически отражается от этого слоя, т.е. радиус кривизны его траектории очень мал и, соответственно, мала область, где траектория луча отличается от прямолинейной. Поэтому достаточно знать температурное поле в этой области, существенной для рефракции, т.е. в тонком слое непосредственно под сферой. Расчетные значения температуры в указанной области с точностью до сотых долей градуса могут быть аппроксимированы радиальной зависимостью, соответствующей сферически-слоистой модели.

Выбор такой модели позволяет избежать теплофизических расчетов, требующих значительных вычислительных ресурсов и применяемых для решения в общем виде трехмерных задач рефракции при известных значениях показателя преломления и его градиента во всем исследуемом объеме.

5.1.3. Пограничный слой около охлажденного шара. Численные расчеты проводились по формулам (5.7)–(5.9) для параметров температурной зависимости (3.4), близких к условиям проведения эксперимента с холодным шаром в горячей воде, описанного в гл. 6. Шар находится в кювете с водой, температура шара равна 5°C, а температура воды в кювете 60°C.

Рассмотрена модель радиальной зависимости температуры со следующими параметрами:

$$R = 20,5$$
 MM, $T_0 = 60$ °C, $\Delta T = 55$ °C, $\Delta R = 0$, $a = 1$ MM.

Характерной особенностью рефрактограмм холодного слоя является инверсия ЛП и образование петли, что непосредственным образом

связано с наличием каустики, которая, как известно [1], в случае сферических неоднородностей совпадает с осью Z и может быть визуализирована экспериментально. Инверсия ЛП при прохождении лучей через каустику проиллюстрирована 3D-рефрактограммами на следующих рисунках. Петля (рис. 5.7 на цв. вкл.) образована лучами, отклонившимися к центру неоднородности (в сторону наибольших значений показателя преломления) и пересекающими ось OZ.

В деталях возникновение петли прослеживается на рис. 5.8 (см. цв. вкл.). Сначала, при увеличении расстояния от неоднородности из-за отклонения лучей к центру неоднородности, образуется складка 1, при пересечении лучами оси *OZ* возникает особая точка «клюв» 2 и далее — петля 3.

На рис. 5.9 показаны 2D-рефрактограммы для заданных параметров модели и при различных расстояниях z до экрана: z = 425 мм, z = 525 мм, z = 585 мм, z = 640 мм, z = 725 мм, z = 850 мм. Выде-



Рис. 5.9. Формирование рефрактограммы ЛП для сферического пограничного холодного слоя в области каустики. Шаг сетки на графиках равен 1 мм

ление на рисунке участков рефрактограмм вблизи каустики (плоскость наблюдения перпендикулярна оси *OZ*) позволяет в деталях проследить формирование петли. Шаг сетки на графиках равен 1 мм. Набор двумерных рефрактограмм, полученных экспериментально, позволяет восстановить соответствующее трехмерное изображение и определить тип неоднородности. Соответствующие трехмерные рефрактограммы показаны на рис. 5.10–5.11.

При наличии области неоднородности, где градиент показателя преломления относительно мал или равен нулю, на рефрактограмме возникают локальные экстремумы, обусловленные уменьшением отклонения лучей в области малого градиента (рис. 5.10 на цв. вкл.). Степень выраженности экстремумов меняется в зависимости от расстояния от неоднородности и в области особых точек может происходить раздвоение петли (рис. 5.11 на цв. вкл.).

5.1.4. Прозрачная градиентная сферическая неоднородность. Пусть профиль показателя преломления определяется выражением

$$n(r) = n_0 + \Delta n \, \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right),\tag{5.10}$$

где n_0 — показатель преломления однородной среды; Δn — отклонение от значения n_0 в центре неоднородности; a — характерный размер неоднородности. Для принятой модели положительное значение Δn соответствует ситуации, когда показатель преломления убывает от центра неоднородности к ее периферии. В этом случае траектории лучей отклоняются в сторону центра неоднородности и значение радиальной координаты точки поворота r_t меньше, чем значение прицельного параметра ρ . На достаточно больших расстояниях z_1 лучи могут пересекать ось OZ, что приводит к инверсии лазерной плоскости и образованию каустики, совпадающей с осью OZ. Рассмотренная модель соответствует температурным линзам в воде при температуре, повышаюшейся от центра неоднородности к периферии.

В прозрачной сферической неоднородности при смещении лазерной плоскости, задаваемом величиной x_0 , будет иметь место изменение ее проекций, изображенных на рис. 5.12, где параметры модели равны $n_0 = 1,33$, $\Delta n = 0,08$, a = 7 мм и $z_1 = 150$ мм, а x_0 изменяется от 1 мм до 11 мм с шагом, равным 2 мм, (кривые *1-6* соответственно). Очевидно, что искажения лазерной плоскости тем больше, чем больше средний градиент показателя преломления в области ее распространения. Как следует из (5.10), максимум градиента наблюдается при

$$r_m = \frac{a}{\sqrt{2}} \approx 5 \text{ MM.} \tag{5.11}$$

При таком же значении x_0 (кривая 3 на рис. 5.12) наблюдается наибольшее искажение плоскости, выражающееся в ее самопересечении и образовании петли в области отрицательных значений x. Этот



Рис. 5.12. Рефрактограммы лазерной плоскости при ее смещении в сильной сферической неоднородности с отрицательным градиентом, $n_0 = 1,33$, $\Delta n = 0,08$, a = 7 мм и $z_1 = 150$ мм, а x_0 изменяется от 1 мм до 11 мм с шагом, равным 2 мм (кривые *1-6*)

эффект объясняется описанным выше отклонением лучей к центру неоднородности и пересечением их с осью OZ. Причем, вследствие сферической симметрии задачи, имеются составляющие этого отклонения как вдоль оси OX (максимально для центральных лучей), так и вдоль оси OY (максимально для периферийных лучей).

При удалении лазерной плоскости от центра координат (увеличение x_0) периферийные лучи проходят меньший путь в области существенной неоднородности и соответственно испытывают меньшее отклонение вдоль оси *OY*. Поэтому при смещении плоскости к центру неоднородности (уменьшение x_0) наблюдается сплющивание петли (кривые 1, 2), а при удалении от центра, напротив — ее вытягивание (кривая 4). При увеличении x_0 петля на проекции вырождается в «клюв» (кривая 5), а при дальнейшем росте x_0 превращается в гладкую кривую (кривая 6).

На рис. 5.13 параметры модели равны $n_0 = 1,33$, $\Delta n = 0,01$, a = 7 мм и $z_1 = 1000$ мм, $x_0 = 1$ мм (кривая 1) и далее изменяется от 2 мм до 14 мм с шагом равным 3 мм (кривые 2–6 соответственно). Для принятой модели отрицательное значение Δn соответствует ситуации, когда показатель преломления возрастает от центра неоднородности к ее периферии. В этом случае траектории лучей отклоняются от центра неоднородности и значение радиальной координаты точки поворота r_t больше, чем значение прицельного параметра ρ . Пучок лучей в окрестности оси OZ является расходящимся, поэтому инверсии лазерной плоскости не возникает. Рассмотренная модель соответствует температурным линзам в воде при температуре, понижающейся от центра неоднородности к периферии. Параметры рассмотренной модели описывают температурную линзу с перепадом температур в несколько десятков градусов.



Рис. 5.13. Изменение проекции лазерной плоскости на большом расстоянии при ее смещении в слабой сферической неоднородности с положительным градиентом, $n_0 = 1,33$, $\Delta n = 0,01$, a = 7 мм и $z_1 = 1000$ мм, $x_0 = 1$ мм (кривая I) и далее изменяется от 2 мм до 14 мм с шагом, равным 3 мм, (кривые 2–6)

Сравнение результатов рефракции лазерной плоскости в прозрачных радиальных неоднородностях позволяет выявить качественные отличия формы ее проекций для разных параметров используемой модели. Таким образом, анализ набора проекций, полученных при проведении измерений на основе метода рефрактографии, позволяет непосредственно определять знак градиента неоднородности и порядок его величины. Методика, основанная на компьютерной обработке экспериментальных кривых (гл. 7) и сопоставлении их с расчетными (гл. 8), дает возможность восстановить количественные параметры исследуемой неоднородности.

5.1.5. Немонотонные цилиндрические и сферические неоднородности. Характерной чертой рассматриваемых неоднородностей является немонотонность радиальной зависимости показателя преломления n(r), соответствующая слоистым структурам с возможным наличием или отсутствием ядра. Для анализа общих физических закономерностей рефракции лазерной плоскости анализируется следующая модель неоднородности:

$$n(r) = n_0 + \Delta n \,\mathrm{e}^{-r^2/a} + \Delta n_1 \,\exp\left(-\frac{(r - \Delta R_1)^2}{a_1^2}\right),\tag{5.12}$$

где $n_0 = n(\infty)$, параметры a и Δn определяют соответственно характерный размер ядра неоднородности и максимальное отклонение показателя преломления в ядре от значения n_0 . Аналогично параметры a_1 и Δn_1 определяют характерный размер первого слоя неоднородности и максимальное отклонение показателя преломления в этом слое от

значения n_0 . Параметр ΔR_1 задает положение центра слоя, причем предполагается, что

$$(a+a_1) < \Delta R_1, \tag{5.13}$$

т.е. ядро и слой практически не «пересекаются» и приблизительно их можно рассматривать как независимые структуры.

На рис. 5.14 представлена рефрактограмма неоднородности на расстоянии z = 150 мм для параметров $n_0 = 1,33, \Delta n = 0, \Delta n = -0,01,$ $\Delta R_1 = 8$ мм, $a_1 = 2$ мм, т.е. это модель, соответствующая случаю, когда ядро отсутствует и имеется один немонотонный слой с локальным минимумом показателя преломления. Физической интерпретацией этой модели может служить ситуация, когда, например, в прозрачной жидкости имеется нагретый сферический или цилиндрический слой, структура которого обусловлена особенностями источника (кольцевые оптические или акустические излучатели). Проекция 1 соответствует лазерной плоскости, прошедшей на расстоянии 13 мм от центра неоднородности, далее проекции смещаются к центру неоднородности с шагом 2 мм до значения 3 мм включительно. Как следует из заданных параметров модели условно границами слоя можно считать значения радиуса 6 и 10 мм. Лазерная плоскость, соответствующая проекции 1 проходит вне слоя, поэтому практически не искажается. Проекции 2 и 3 соответствуют ситуации, когда лазерная плоскость проходит внутри слоя в области, где градиент показателя преломления отрицателен, причем абсолютное значение градиента больше для проекции 3. В этом случае происходит отклонение лучей от центра неоднородности и проекции аналогичны рассмотренным для теплового пограничного слоя. Проекция 4 соответствует ситуации, когда градиент показателя преломления в области, существенной для рефракции, положителен и лучи отклоняются в сторону центра неоднородности. Эта проекция аналогична рассмотренным для прозрачной температурной линзы в воде. Проекции 5, 6 характерны именно для немонотонного слоя



Рис. 5.14. Рефрактограммы сферического слоя с локальным минимумом показателя преломления. Проекция 1 — 13 мм от центра неоднородности; проекция 2 — 11 мм; проекция 3 — 9 мм; проекция 4 — 7 мм; проекция 5 — 5 мм; проекция 6 — 3 мм



Рис. 5.15. Рефрактограммы неоднородности с двумя локальными максимумами показателя преломления (ядро и слой). Проекция 1 — 12 мм от центра неоднородности; проекция 2 — 10 мм; проекция 3 — 8 мм; проекция 4 — 6 мм; проекция 5 — 4 мм; проекция 6 — 2 мм

и соответствуют ситуации, когда лазерная плоскость дважды пересекает исследуемый сферический слой. При прохождении плоскости через центр неоднородности (x = 0) проекция вырождается в прямую линию, что очевидно из соображений симметрии.

На рис. 5.15 представлена рефрактограмма неоднородности на расстоянии z = 150 мм для параметров $n_0 = 1,33$, $\Delta n = -0,02$, a = 3 мм, $\Delta n_1 = -0,01$, $\Delta R_1 = 8$ мм, $a_1 = 2$ мм, соответствующая модели с наличием холодного ядра и одного холодного слоя (два локальных максимума показателя преломления).

Проекция 1 соответствует лазерной плоскости, прошедшей на расстоянии 12 мм от центра неоднородности, далее проекции смещаются к центру неоднородности с шагом 2 мм до значения 2 мм включительно.

Проекции 1-2 практически не отличаются от соответствующих на рис. 5.12, но, уже начиная с проекции 3, сказывается наличие ядра. На проекции 6 возникают характерные петли, обусловленные инверсией лазерной плоскости, описанной в [2, 3].

Полученные результаты могут быть использованы для рассмотрения многослойных неоднородностей. Причем при условии (5.13) для каждого слоя может быть построена отдельная рефрактограмма, а полный «портрет» неоднородности будет нести в себе черты ее соответствующих структурных составляющих. Таким образом, для анализа сложных слоистых неоднородностей может быть использован набор элементарных рефрактограмм [2–4]. Полученные рефрактограммы являются своего рода «портретом» неоднородности, характеризуя особенности профиля показателя преломления.

5.2. Рефракция цилиндрического СЛИ

Рефракция ЦСЛИ в сферически-слоистой неоднородности описывается на основе соотношений (5.3)–(5.7) при условии, что каждому рефрагирующему лучу соответствует параметр, определяющий его положение на цилиндрической поверхности СЛИ. Аналогично тому, как это было сделано при рассмотрении рефракции ЛП (п. 5.1.1), будем

использовать в качестве этого параметра полярный угол φ , отсчитываемый от положительного направления оси OX в направлении против часовой стрелки. Основные геометрические параметры задачи указаны на рис. 5.16.

Центр шара радиуса *R*, вокруг которого существует пограничный слой, совпадает с центром системы координат. Уравнение цилиндрической поверхности, образуемой лучами СЛИ, параллельными оси *OZ*, задается соотношением

$$(x - x_0)^2 + y^2 = r_i^2, (5.14)$$

где r_i — радиус i цилиндра СЛИ с координатами оси (x_0 , 0), совпадающей с центральным лучом СЛИ.

Текущие координаты на цилиндрической поверхности:



Рис. 5.16. Основные геометрические параметры для расчета рефракции цилиндрического СЛИ: 1 — шар; 2 — цилиндрический лазерный пучок

$$x = \rho \cos \varphi, \quad y = \rho \sin \varphi,$$
 (5.15)

где ho — прицельный параметр луча, фактически равный полярному радиусу.

Из (5.14) и (5.15) следует, что на заданной цилиндрической поверхности прицельный параметр луча ρ зависит от угла φ следующим образом:

$$\rho_{1,2} = x_0 \cos \varphi \pm \sqrt{r_i^2 - x_0^2 \sin^2 \varphi}, \qquad (5.16)$$

то есть в общем случае существуют две ветви зависимости $\rho(\varphi)$.

Так как очевидно $\rho_{1,2} > 0$, то при условии $\cos \varphi > 0$, соответствующем ситуации, изображенной на рис. 5.17, существование двух ветвей возможно, если

$$x_0 \cos \varphi > \sqrt{r_i^2 - x_0^2 \sin^2 \varphi} \,. \tag{5.17}$$

Неравенство (5.17) будет выполнено, если минимальный радиус цилиндра ЦСЛИ

$$r_{i\min} < x_0 - R. \tag{5.18}$$

Фактически, принципиальным условием существования второй ветви (5.16) является

$$x_0 > R, \tag{5.19}$$



Рис. 5.17. Расчетные рефрактограммы цилиндрического СЛИ в случае, когда центральный пучок не перекрывается шаром. *1* — шар; *2* — линии сетки; *3* — проекции СЛИ на экране (2D-рефрактограммы)

то есть иными словами центральный луч (ось) ЦСЛИ с координатами (x_0 , 0) не должен перекрываться сферой. В этом случае одному значению параметра луча φ отвечают два значения прицельного параметра $\rho(\varphi)$, что приводит к образованию «петель» на рефрактограммах (рис. 5.17).

На рис. 5.18 изображены рефрактограммы температурного пограничного слоя у нагретого шара в воде при различных параметрах модели распределения температуры в слое для случая, когда центральный луч не перекрывается сферой. В этом случае решение $\rho(\varphi)$ однозначно и петель на рефрактограмме не возникает.

Двузначность функции $\rho(\varphi)$ является нежелательной при решении обратной задачи (восстановлении параметров слоя по рефрактограммам), поэтому при практических измерениях более предпочтительной является ситуация, когда $x_0 < R$, то есть центральный луч ЦСЛИ перекрывается сферой. В этом случае зависимость $\rho(\varphi)$ однозначна

$$\rho(\varphi) = x_0 \cos \varphi + \sqrt{r_i^2 - x_0^2 \sin^2 \varphi} \,. \tag{5.20}$$



Рис. 5.18. Расчетные рефрактограммы цилиндрического СЛИ в случае, когда центральный пучок перекрывается шаром: 1 — шар; 2 — линии сетки; 3 — проекции СЛИ на экране (2D-рефрактограмма)

Рис. 5.19 (на цв. вкл.) демонстрирует расчетные 3D-рефрактограммы цилидрического СЛИ при T = 90 °C, R = 20 мм, a = 0,5 мм.

5.3. Рефракция линейного многоточечного СЛИ

Численное моделирование рефрактограмм на основе многоточечного СЛИ (линейно-структурированного СЛИ) проводится для радиально-неоднородных сред с учетом возможной слабой азимутальной неоднородности. Рассматриваются прозрачные неоднородности в воздухе и жидкости с цилиндрической и сферической симметрией, которые могут соответствовать, например, горячим или холодным потокам воздуха и температурным неоднородностям в воде. Кроме того, моделируются радиальные неоднородности в виде тонкого пограничного слоя вблизи нагретых и охлажденных непрозрачных тел в жидкости и воздухе. Предполагается, что центр неоднородности совпадает с началом координат, экран, на котором наблюдается рефрактограмма, расположен на расстоянии z от центра неоднородности, координаты центра экрана (0, 0, z). При прохождении линейного СЛИ через прозрачную неоднородность имеет место смещение Δr_n пучка с параметром r_n , равным радиальной координате источника пучка СЛИ

$$\Delta r_n = z \operatorname{tg} \gamma_n, \tag{5.21}$$

где γ_n — угол отклонения в неоднородности данного пучка. Угол γ_n может быть найден на основе методов, изложенных в п. 4.1.2

$$\gamma(r_n) = \int_{r_t}^{\infty} \frac{2n_0 r_n \frac{dn}{dr} dr}{n(r)\sqrt{n^2(r)r^2 - n_0^2 r_n^2}}.$$
(5.22)

На рис. 5.20 представлена расчетная рефрактограмма для модели с экспоненциальной радиальной и дополнительной азимутальной неоднородностью, выражающейся в том, что пространственный масштаб неоднородности a (или толщина пограничного слоя) изменяется в зависимости от угла φ :

$$a = a(\varphi) = a_0 + b\sin\varphi, \qquad (5.23)$$

где $a_0 > 0, \ b > 0$ или b < 0.

Физической причиной азимутального изменения характерного размера неоднородности или толщины пограничного слоя может являться, например, свободная конвекция жидкости в поле силы тяжести.

Условием применимости использованного алгоритма расчета, основанного на соотношениях (5.21)–(5.23), является малость азимутального градиента по сравнению с радиальным.

Рис. 5.21 иллюстрируют возможности применения метода лазерной рефрактографии для исследования тепловых процессов в воздухе. Поскольку зависимость показателя преломления от температуры в воздухе на три порядка меньше, чем в воде, для наблюдения визуально заметных эффектов требуются температуры порядка нескольких сотен градусов и расстояние до экрана несколько метров.

На рис. 5.21 моделируется рефрактограмма для многоточечного СЛИ с прямоугольной сеткой при визуализации пограничного слоя у нагретого непрозрачного шара в воздухе. Характерный размер неоднородности a = 6,8 мм, температура поверхности шара 300°С, температура воздуха 20°С, шаг сетки экрана 2,5 мм, расстояние до экрана 2 м.

Поверхность шара не обозначена специальным образом, однако она отчетливо визуализируется за счет смещения точек в пограничном слое. Из указанного рисунка следует, что пограничные слои у сферических и цилиндрических поверхностей тел лучше визуализировать на



Рис. 5.20. Рефрактограмма многоточечного СЛИ для сферической прозрачной неоднородности в воде с дополнительной азимутальной неоднородностью: $a = 5 + 2 \sin \varphi$

Рис. 5.21. Рефрактограмма многоточечного СЛИ с прямоугольной сеткой для пограничного слоя у нагретого шара в воздухе (шаг сетки 1 см)

основе прямоугольной сетки, так как в этом случае за счет неравномерного смещения точек возникают хорошо выраженные их сгущения и разрежения. В то же время количественные оценки радиальных градиентов температур удобнее делать при использовании концентрической сетки, позволяющей определить смещение точек, расположенных на заданном расстоянии от центра неоднородности.

В результате численного моделирования рефрактограмм линейного СЛИ на примере температурных неоднородностей в воде и воздухе может быть сделан вывод о возможности визуализации прозрачных неоднородностей и пограничных слоев: для воды в диапазоне температур от 15 до 100 °C при расстояниях до экрана в несколько десятков сантиметров; для воздуха в диапазоне температур в несколько сотен градусов Цельсия при расстояниях до экрана от десятков сантиметров до нескольких метров.

Для оценки количественных значений градиентов в поле показателя преломления должен быть использован численный анализ, основанный на возможности измерения смещения пучков на основе цифровой обработки рефрактограмм. Проведенное численное моделирование позволяет сделать вывод о возможности визуализации [5–7] не только радиального, но и азимутального градиента показателя преломления. При условии достаточной малости азимутального градиента по сравнению с радиальным может быть проведен численный расчет смещения пучков на основе использования концентрической сетки. Такой подход позволяет моделировать пограничные слои вокруг сферических и цилиндрических тел в условиях свободной конвекции в поле силы тяжести.

Список литературы

- Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
- 2. Евтихиева О.А. Рефракция лазерной плоскости в сферически неоднородном тепловом пограничном слое // Измерительная техника. 2006. № 5. С. 35.
- 3. Евтихиева О.А. Моделирование рефракции лазерной плоскости в прозрачных радиально-неоднородных средах // Измерительная техника. 2006. № 10. С. 49.
- 4. *Евтихиева О.А.* Особенности диагностики слоистых сферических и кольцевых неоднородностей // Измерительная техника. 2006. № 12. С. 51.
- Evtikhieva O. A., Rinkevichius B. S., Tolkachev V. A. Visualization of nonstationary free convection in liquids with structured laser beam // CD Rom Proc. of ISFV-12, Geottingen, 2006. Paper No. 51.
- Евтихиева О.А., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Визуализация нестационарных теплофизических процессов с помощью компьютерно-лазерных методов // Четвертая Российская национальная конференция по теплообмену. Т. 1. М.: Изд-во МЭИ, 2006. С. 186–189.
- Евтихиева О.А., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Визуализация нестационарной конвекции в жидкости около нагретых тел с помощью структурированного лазерного излучения // Вестник МЭИ. 2007. С. 65–75.

Глава б

ЛАЗЕРНЫЕ РЕФРАКТОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

6.1. Структурные элементы системы

6.1.1. Общие принципы построения. Лазерный рефрактографический метод диагностики и визуализации исследования оптически неоднородной прозрачной среды [1] реализуется путем следующих операций:

 — зондирование среды структурированным лазерным излучением, представляющим собой в простейшем случае узкий осесимметричный лазерный пучок, астигматический лазерный пучок (лазерную плоскость), конический или крестообразный пучки;

 — регистрация рефракторграммы СЛИ на матовом экране цифровым фотоаппаратом или цифровой видеокамерой;

 — обработка полученных рефрактограмм с помощью специального программного обеспечения.

Для исследования оптической неоднородности по методу лазерной рефрактографии измерительная система должна содержать следующие основные элементы: источник лазерного излучения, оптический блок формирования СЛИ, систему позиционирования СЛИ, диффузно рассеивающий экран, цифровую фотокамеру, компьютер, специальное программное обеспечение. Объект исследования помещается между оптической системой формирования СЛИ и матовым экраном.

Рефрактограмма СЛИ может визуально наблюдаться на отражающем или прозрачном матовом экране и регистрироваться цифровой фотоаппаратурой. Если оптическая неоднородность изменяется во времени, то необходимо использовать цифровую видеокамеру. Если размеры пучка СЛИ больше, чем размеры оптической неоднородности, то на рефрактограмме наблюдаются участки, которые распространяются в оптически однородной среде и, следовательно, не искажаются. Эти участки используются в дальнейшем для определения величины изменения других участков СЛИ, прошедших непосредственно через оптическую неоднородность.

6.1.2. Источники излучения. Основным требованием, предъявляемым к источникам излучения, используемым в рефрактографической системе, является узкая направленность излучения, т.е. высокая

4 О. А. Евтихиева, И. Л. Расковская, Б. С. Ринкевичюс

№№ пп	Тип лазера	Длина волны, мкм	Расходи- мость, мрад	Мощность, Вт	Длитель- ность, с
1	Рубиновый	0,6943	10	$10^5 - 10^{10}$	$10^{-3} - 10^{-8}$
2	Неодимовый	1,06; 0,530	10	$10^5 - 10^{10}$	$10^{-6} - 10^{-8}$
3	Аргоновый	0,4880; 0,5145	5	0,1-10	непрерывное излучение
4	Гелий-неоновый	0,6328	4	0,0001-0,05	_''_
5	Полупровод- никовый	0,5-0,9	5-60 град	0,0005-5	_''_

Таблица 6.1 Основные параметры промышленных лазеров

пространственная когерентность [2] и стабильность оси диаграммы направленности. Этим свойством обладает большинство лазерных источников, работающих в одномодовом режиме, т.е. на одной поперечной моде низшего порядка, обозначаемой как TEM₀₀ мода [3]. Свойства такого лазерного пучка были рассмотрены в п. 2.2. Количество продольных мод на рефрактографические измерения практически не влияет.

В табл. 6.1 приведены основные параметры промышленных лазеров, используемых в рефрактографии.

Рубиновый и неодимовый лазеры работают в импульсном режиме и используются для исследования нестационарных оптических неоднородностей, возникающих в газовых средах. В системах визуализации потоков широкое распространение получили неодимовые лазеры с удвоением частоты, дающие излучение в видимом диапазоне (зеленая линия). Аргоновые лазеры позволяют создавать структурированное излучение на большой площади, до нескольких квадратных метров, так как их мощность достаточно большая. Наилучшими метрологическими характеристиками обладают гелий-неоновые лазеры, особенно по стабильности диаграммы направленности, являющейся одной из основных характеристик для рефрактографии.

Особо следует отметить полупроводниковые лазеры [4], качество излучения которых непрерывно улучшается. Эти лазеры имеют малые размеры (десятки мм) и потребляют малую электрическую мощность. Промышленностью уже созданы лазеры, работающие в одномодовом режиме на фиксированных длинах волн. Для ряда задач рефрактографии могут быть использованы полупроводниковые лазеры и без стабилизации температуры.

Подробные технические характеристики указанных лазеров приводятся на сайтах фирм, их выпускающих. Сайты некоторых фирм указаны в [5–8].

6.1.3. Оптические блоки формирования СЛИ. Реализации оптических блоков формирования СЛИ рассмотрим на конкретном примере создания плоско-структурированного излучения (лазерной плоскости). Теория оптических систем формирования одной лазерной плоскости с заданными параметрами была рассмотрена в п. 2.4. Так как серийно такие системы промышленностью не выпускаются, то они разрабатываются индивидуально для каждой решаемой задачи [9]. Ниже описаны оригинальные оптические системы, разработанные на кафедре физики им. В. А. Фабриканта МЭИ(ТУ) и предназначенные для работы с гелий-неоновыми и полупроводниковыми лазерами. Эти системы используются при исследовании тепловых пограничных слоев в жидкости.

Оптическая система для полупроводникового лазера. Эти лазеры дают излучение с большим углом расходимости [4]. Для получения широкой нерасходящейся лазерной плоскости, ширина которой постоянна, необходимо применение еще одной длиннофокусной цилиндрической линзы с большой апертурой, передний фокус которой совпадает с задним фокусом короткофокусной линзы, входящей в комплект лазерного модуля. Для этой цели была рассчитана по методике, изложенной в п. 2.4, и изготовлена специальная длиннофокусная плоско-выпуклая цилиндрическая линза из стекла К8 с фокусным расстоянием 117 мм. Применение этой линзы в комплексе с полупроводниковым лазерным модулем позволило получить лазерную плоскость с постоянной шириной, равной 52 мм.

Оптическая система формирования двух лазерных плоскостей. На рис. 6.1 представлена оптическая схема блока формирования двух лазерных плоскостей, расположенных на расстоянии 60 мм друг от друга, ориентация которых в пространстве (вертикальная или горизонтальная) определяется условиями эксперимента. Такое расположение плоскостей позволяет легко сравнивать искажения одной лазерной плоскости по отношению к другой, неискаженной, т.е. использовать дифференциальный метод обработки рефракционных картин, который является более точным.



Рис. 6.1. Оптическая схема блока формирования двух лазерных плоскостей: *а*) вид сбоку; *б*) вид сверху. *1* — лазерный модуль; *2* — сменная сферическая линза; *3* — плосковыпуклая цилиндрическая линза; *4* — призменный блок

4*

Источник излучения 1 — полупроводниковый лазерный модуль типа МЛ-650-6-П-С. Сменная сферическая линза 2 позволяет фокусировать излучение на расстоянии от 0,25 м до 1 м и определяет толщину лазерного пучка в этой зоне, которая не превышает одного миллиметра. Плосковыпуклая цилиндрическая линза 3 с радиусом кривизны цилиндрической преломляющей поверхности 15 мм разворачивает лазерный пучок в плоскость. Специальной призмой 4 развернутый в плоскость исходный лазерный пучок делится на два. Таким образом, формируются две одинаково ориентированные и расположенные параллельно друг другу на расстоянии 60 мм лазерные плоскости. При использовании линзы с фокусным расстоянием 0,42 м зона фокусировки отстоит от внешней грани призмы 4 на величину 270 мм. Угол раскрыва плоскостостей равен 22° .

Увеличение этого угла достигается за счет использования цилиндрической линзы с преломляющей поверхностью меньшего радиуса кривизны. Расширение функциональных возможностей блока формирования лазерных плоскостей предусматривает установку сменных цилиндрических линз с различными радиусами кривизны преломляющих поверхностей. Например, плосковыпуклые цилиндрические линзы с радиусами кривизны преломляющей поверхности 15 и 12 мм. Кроме того, допускается установка между лазерным модулем 1 и сферической линзой 2 нейтральных светофильтров.

На рис. 6.2, *а* показан внешний вид блока формирования лазерной плоскости с лазерным модулем с теплоотводом, расположенным на двухкоординатном позиционере, обеспечивающем перемещение блока, а, следовательно, и лазерной плоскости в двух взаимно перпендикулярных направлениях (по вертикали и горизонтали), а также поворот лазерной плоскости вдоль ее продольной оси на любой угол. На рис. 6.2, *б* показан внешний вид блока формирования одновременно двух лазерных плоскостей.



Рис. 6.2. Внешний вид блоков формирования лазерных плоскостей: *a*) одной плоскости; *б*) двух плоскостей

6.1.4. Цифровая регистрирующая аппаратура. Как уже отмечалось выше, рефрактограмма лазерной плоскости наблюдается на матовом экране, а регистрируется с помощью цифровой видеокамеры. Выбор экрана определяется условиями проведения эксперимента. Съемку рефрактограмм лазерных плоскостей удобно проводить на просвет, так как при этом не искажаются ее геометрические размеры. Расстояние от задней стенки кюветы с водой до экрана выбирается с учетом возможности наблюдения на нем максимальной величины рефрактограммы. При малых ее деформациях экран удаляется от кюветы до тех пор, пока не сказывается расфокусировка изображения из-за расходимости лазерного пучка.

На экране обычно устанавливались во взаимно перпендикулярном направлениях металлические линейки с ценой деления 1 мм. Это необходимо для определения масштаба изображения при видеосъемке. При использовании такого экрана можно синхронно вести видеосъемку шкалы цифрового мультиметра.



Рис. 6.3. Внешний вид цифровой видеоаппаратуры, используемой в экспериментах: *a*) фотокамера Konica Minolta Dimage Z20; *б*) видеокамера SONY DCR-VX 2000; *в*) видеокамера «Видеоскан-285/Б-USB»

Для регистрации рефрактограмм применялась различная цифровая техника: фотоаппарат Konica Minolta Dimage Z20 (рис. 6.3, *a*), полупрофессиональная видеокамера SONY DCR-VX 2000 (рис. 6.3, *б*), черно-белая видеокамера для научных исследований «Видеоскан-285/Б-USB» (рис. 6.3, *в*) и другие фотокамеры. Методика работы с ними описана в гл. 7. Видеокамера Sony позволяет получать цветные рефрактограммы, однако с точки зрения компьютерной обработки информации целесообразно использование для научных исследований специализированных черно-белых цифровых видеокамер, которые дают изображение с расширением .bmp или .jpg. С этой целью в отдельных экспериментах использовалась черно-белая видеокамера фирмы «Видеоскан».

6.2. Системы с различными типами СЛИ

6.2.1. Плоское СЛИ. Методы формировании плоского СЛИ (лазерной плоскости) рассмотрены в п. 6.1.3. В настоящее время методика работы с экспериментальными системами на основе использования лазерной плоскости является наиболее отработанной. На рис. 6.4 (на цв. вкл.) показана типичная структурная схема лазерной рефрактографической системы на основе плоско-структурированного лазерного излучения.

Излучение от лазера 1, обеспечивающего генерацию оптического излучения в видимом диапазоне, проходит оптическую систему 2 формирования лазерной плоскости 3 с заданными геометрическими параметрами по толщине (в области исследуемого объекта) и ширине или углу раскрыва. Элементы 1 и 2 располагаются на двухкоординатном позиционере, предназначенном для перемещения лазерной плоскости 3 в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью микрометрических винтов.

Далее лазерная плоскость 3 проходит через исследуемую оптическую неоднородность 4. Из-за рефракции лазерного излучения в неоднородности искажается форма лазерной плоскости, след которой хорошо визуализируется на матовом экране 5, расположенном на некотором расстоянии от неоднородности. Экран имеет метки для определения масштаба при проведении видеорегистрации рефрактограммы, которая осуществляется с помощью цифровой видеоаппаратуры 6, сопряженной с персональным компьютером 7, оснащенным специально разработанным программным обеспечением.

В результате компьютерной обработки рефрактограмм возможно получение информации о градиенте показателя преломления среды в исследуемой области и, следовательно, о распределении в ней градиента физического поля, по которому может быть восстановлена соответствующая функция распределения этого поля (см. гл. 8).

На рис. 6.5 (на цв. вкл.) показан пример визуализации с помощью лазерной плоскости пограничного слоя воды у нижней поверхности нагретого металлического параллелепипеда. Рефрактограммы приведены для различных моментов времени. Из рисунка видно, что форма лазерной плоскости искажается только под нагретым телом. Участки ЛП, которые были вне пограничного слоя, не искривляются.

6.2.2. Коническое и цилиндрическое СЛИ. С помощью дифракционных оптических элементов возможно получить СЛИ различного вида, которые можно адаптировать к особенностям исследуемой оптической неоднородности [13]. В качестве примера ниже рассмотрена рефрактографическая система на основе конического СЛИ.

На рис. 6.6 (на цв. вкл.) показана принципиальная схема экспериментальной установки, предназначенной для визуализации теплофизических процессов при естественной конвекции в жидкости около нагретых тел с помощью конического СЛИ, получаемого с помощью ДОЭ. Установка состоит из полупроводникового лазера с ДОЭ 1, установленного на юстировочном столике 2, СЛИ 3, нагреваемого объекта 4, прозрачной кюветы с водой 5, полупрозрачного экрана 6, цифровых видеокамер 7 и 8, с которых сигнал вводится в персональный компьютер 9, и специального программого обеспечения 10. Следует обратить внимание на малые габариты лазерного блока. Размеры полупроводникового лазера совместно с установленным на нем дифракционным оптическим элементом составляют: длина 70 мм и диаметр 20 мм. Полупроводниковый лазер потребляет менее 1 Вт мощности электрической энергии при мощности излучения 20 мВт.

На рис. 6.7, a, b (на цв. вкл.) показаны изображения сечений конических лазерных пучков, сформированных с помощью объектива с фокусным расстоянием 400 мм и диаметром 80 мм на матовом экране, расположенном на различных расстояниях L от лазерного модуля, а на рис. 6.7, b показана визуализация конического СЛИ в рассеянном излучении.

На приведенных фотографиях наблюдается искажение формы сечений лазерных конических пучков на разных расстояниях. Неискаженная форма сечения получается только при установке матового экрана в точке предварительной фокусировки исходного лазерного излучения (L = 0,5 м). Следовательно, для получения количественной информации о форме сечения конических пучков необходимо производить фокусировку исходного лазерного излучения на матовый экран. Аналогичная ситуация наблюдается и при использовании в качестве зондирующего излучения цилиндрических лазерных пучков.

Цилиндрические лазерные пучки могут формироваться из конических пучков при установке на пути их распространения собирающей сферической линзы. За счет подбора расстояния между лазерным модулем и линзой обеспечивается преобразование конических пучков в цилиндрические.

Особенностью данной системы является наличие второго канала регистрации изображения СЛИ в рассеянном свете (видеокамера 8). Это дает возможность получать дополнительную информацию об особенностях распространения СЛИ в оптически неоднородной среде.

На рис. 6.8 (на цв. вкл.) показан способ освещения исследуемых объектов (металлические шар и цилиндр со сферическим дном), установленных на специальных оправках в кювете с водой.

На рис. 6.9 (на цв. вкл.) приведены рефрактограммы оптически неоднородного пограничного слоя около нагретого (60 °С) цилиндра со сферическим дном, опущенного в воду, находящуюся при комнатной температуре.

Из представленных на рис. 6.9 рефрактограмм видно, что рефракция лучей происходит нормально к поверхности шара, т.е. пограничный слой жидкости около нижней части цилиндра представляет собой сферически симметричный неоднородный слой.

6.3. Система для исследования конвекции в жидкости

6.3.1. Схема установки. На рис. 6.10 (на цв. вкл.) представлена схема экспериментальной установки, предназначенной для исследования тонких пограничных слоев жидкости около нагретых тел [10].

Здесь 1 — полупроводниковый лазерный модуль, обеспечивающий генерацию лазерного излучения в видимом спектральном диапазоне, 2 оптическая система формирования лазерной плоскости 3 с заданными геометрическими параметрами по толщине (в области исследуемого объекта) и ширине или углу раскрыва лазерной плоскости. Элементы 1 и 2 располагаются на двухкоординатном позиционере, предназначенном для перемещения лазерной плоскости 3 в двух взаимно перпендикулярных направлениях с помощью микрометрических винтов (на данном рисунке для наглядности оптическая система 2 показана развернутой на 90°), стеклянная кювета 4, наполнена прозрачной жидкостью (например, водой), сверху располагается крышка с закрепленном на ней исследуемым объектом 5. Объект нагревается и тем самым обеспечивается существование оптически неоднородной области в воде около объекта. Его температура измеряется термопарой 6, соединенной с измерителем 8. Контроль температуры воды, заполняющей кювету, ведется с помощью ртутного термометра с ценой деления шкалы 0,5 °С.

На рис. 6.11 (на цв. вкл.) представлена фотография установки.

6.3.2. Источники излучения. В разработанной экспериментальной установке в качестве источника излучения используется полупроводниковый лазерный модуль типа UTL5-25G-658-30 «Line Generator», имеющий следующие характеристики:

— длина волны излучения, мкм	0,658				
— максимальная мощность излучения, мВт	25				
— режим работы	непрерывный				
— тип излучения	одномодовый				
— угол раскрыва лазерной плоскости, градусы	30				
 толщина лазерной плоскости 	регулируемая				
— рабочее напряжение (постоянное), В	5				

Питание лазерного модуля осуществляется от стабилизированного источника с номинальным напряжением не менее 6,3 В. Рабочее напряжение 5 В создается специальной стабилизирующей схемой.

Лазерный модуль имеет еще две оптические насадки. Первая — оправка с цилиндрической линзой, разворачивающей лазерный пучок



Рис. 6.12. Внешний вид лазерных источников: *a*) полупроводникового лазера фирмы «TOPAG»; *б*) лазера в теплоотводе; *в*) внешний вид лазерного модуля LASIRISTM с установленным в нем ДОЭ

в плоскость с углом раскрыва 30 или 60°, а вторая — специальная оптическая насадка ДОЭ, формирующая две перпендикулярно расположенные лазерные плоскости, угол раскрыва которых равен 24°. На рис. 6.12 показан внешний вид лазерных модулей.

6.3.3. Объекты исследований и контроль температуры. Естественная конвекция исследовалась в пограничном слое у поверхности нагретых или охлажденных тел, помещенных в жидкость. Для демонстрации методики измерений в качестве объектов исследования использовались металлические тела различной формы (рис. 6.13).



Рис. 6.13. Объекты исследований: 1 — параллелепипед; 2, 3 — цилиндры с конусным наконечником; 4 — цилиндр со сферическим дном; 5 — цилиндр с плоским дном; 6 — пирамида; 7 — призма; 8 — два шара; 9 — шар

Для проведения количественных измерений необходимо контролировать температуру поверхности испытуемых объектов, около которых исследовались конвекционные потоки. С этой целью внутрь объекта исследования максимально близко к его внешней поверхности закреплялась термопара, значение напряжения на выводах которой измерялось с помощью цифрового мультиметра (милливольтметра).

Была разработана также конструкция исследуемых объектов, позволяющая размещать внутри них термопару и нагревательный элемент. Из материала Д16АТ были изготовлены цилиндр с плоским дном и цилиндр с полусферическим дном. Для измерения температуры был использовался цифровой мультиметр, укомплектованный термопарой, предназначенной для измерения температуры в диапазоне (-50)-+240 °C.

Для увеличения времени остывания исследуемого объекта и исключения влияния на время процесса остывающего нагревателя была разработана конструкция цилиндра со сферическим дном большего диаметра. Нагрев его происходил в горячей воде, после чего цилиндр опускался в холодную воду.

Основные исследования естественной конвекции проводились около металлического шара при прохождении лазерной плоскости под ним



Рис. 6.14. Изменение температуры шара при остывании

или над ним при нагреве и последующем остывании объекта в холодной воде, а также при охлаждении его в горячей воде.

После выполнения градуировки термопары возможно проведение измерения времени остывания шара в зависимости от положения спая термопары: в нижней точке поверхности шара, сбоку и в верхней части поверхности шара. На рис. 6.14 приведены соответствующие графики. На них по оси абсцисс отложено время процесса, а по оси ординат — температура поверхности шара для трех различных положений спая термопары.

6.3.4. Методика проведения измерений. Для визуализации нестационарного пограничного слоя жидкости синхронно с видеорегистрацией рефрактограмм необходимо вести видеосъемку шкалы измерительного прибора 8, отображающей изменение температуры исследуемого объекта 5 во времени. В ходе эксперимента с нагретыми телами температура нижней поверхности объекта изменяется от 100–80 °C до примерно 30 °C, температура воды в кювете равнялась 20 °C.

Рассмотрим методику проведения рефрактографических исследований пограничного слоя около нагретого стального шара, помещенного в холодную воду [10-14]. Расположение лазерной плоскости в пограничной области около шара на нескольких фиксированных расстояниях от его поверхности осуществлялась следующим образом. Использовался шаблон с отверстием, размер и положение которого могли быть измерены. При этом шар нижней точкой своей поверхности касался этого шаблона. Тогда, регулируя положение лазерной плоскости по высоте с помощью позиционера, можно добиться максимума интенсивности при прохождении участка лазерной плоскости через отверстие в шаблоне. После чего фиксируется положение отсчетной шкалы микрометрического винта позиционера и относительно этого положения задается расстояние от нижней точки поверхности шара до центра (по толщине) лазерной плоскости. Зондирование лазерной плоскостью пограничной области около шара велось на различных расстояниях от его нижней точки (отсчет ведется от поверхности шара): h = 0.05 мм, когда

лазерная плоскость полностью перекрыта шаром; h = 0, когда центр лазерной плоскости совпадает с нижней точкой поверхности шара; h > 0,1 мм. Во всех экспериментах начальная температура воды в кювете составляла 23 °C. Шкала мультиметра, отображающая значения напряжения на выводах термопары синхронно снималась с помощью второй видеокамеры.



Рис. 6.15. Рефрактограммы лазерной плоскости под остывающим в воде шаром для h = 0,1 мм в различные моменты времени

На рис. 6.15 приведены примеры рефрактограмм, полученных при прохождении лазерной плоскости под остывающим в воде нагретым шаром по описанной выше методике. Далее на рисунках обозначены время после опускания шара в воду и температура нижней поверхности шара в указанный момент времени. Методика обработки приведенных выше компьютерных рефрактограмм и методы решения обратных задач по восстановлению градиента температуры в пограничном слое рассмотрены в гл. 8.

6.4. 2D- и 3D-визуализация пограничного слоя

6.4.1. Рефрактограммы элемента линейного СЛИ. В реальных условиях интерпретация лазерных рефрактограмм не столь очевидна, как это имеет место в рассмотренном выше примере. В этом случае полезно провести исследование распространения узкого лазерного пучка в оптической неоднородности при регистрации одновременно изображения пучка на экране и в рассеянном свете. При исследовании жидкости для этого необходимо добавить малые частицы с незначительной концентрацией, например, в воду добавляются частицы полистирола размером около одного микрометра. На распространение прямого пучка эти частицы влияют мало, а в рассеянном свете хорошо видна траектория пучка около нагретого тела.

Использовалась схема экспериментальной установки для одновременной регистрации изображения прямого лазерного пучка на экране и его изображения в рассеянном свете. В экспериментах использовался He–Ne-лазер мощностью 1 мВт, с длиной волны 0,6328 мкм, толщина пучка 0,30 мм по уровню спада интенсивности в *е* раз. Лазерный пучок попадал в кювету, наполненную водой. Температура воды равна комнатной $T_{\rm K} = 20$ °C. В кювету сверху был опущен металлический цилиндр с плоским дном, в который можно заливать горячую воду. Пучок проходил под цилиндром на различных расстояниях *h* от его дна. Диаметр цилиндра составлял 34,5 мм. Из-за разности температур между дном емкости и окружающей средой (водой) возникал градиент показателя преломления. На экране наблюдалось отклонение пучка, которое записывалось на видеокамеру. На рис. 6.16 показан график изменения температуры цилиндра от времени.



Рис. 6.16. Зависимость температуры цилиндра от времени

Лазерный пучок проходил непосредственно под дном цилиндра. Результаты данного эксперимента представлены на рис. 6.17.

Здесь зафиксированы смещения пучка в различные моменты времени при указанных значениях температуры цилиндра. В самом начале эксперимента наблюдается существенное расширение пучка вследствие достаточно большого градиента температуры и из-за конечной ширины пучка. Далее вследствие постепенного остывания цилиндра и выравнивания температуры после некоторых колебаний размеров и положения пучок медленно возвращается в исходное состояние. Уменьшение поперечного размера лазерного пучка на экране относительно исходного



Рис. 6.17. Зависимость формы и положения изображения лазерного пучка от времени



Рис. 6.18. Изображение лазерного пучка в рассеянном свете под дном нагретого шара в различные моменты времени

при *t* = 71 с свидетельствует о наличии области фокусировки пучка вследствие возникновения градиента температур.

На рис. 6.18 представлены изображения лазерного пучка в рассеянном свете при распространении его в воде около нагретого шара диаметром 50 мм в различные моменты времени, иллюстрирующие эффекты отклонения, фокусировки и расфокусировки.

6.4.2. Рефрактограммы плоского СЛИ. Схема установки приведена на рис. 6.19 (на цв. вкл.). В экспериментах использовался He-Ne-лазер 1 мощностью 1 мВт и длиной волны 0,6328 мкм, толщина пучка 0,30 мм по уровню спада интенсивности в e раз. Лазер 1 расположен на расстоянии L_1 от кюветы. Лазерный пучок 2 попадает в кювету 3, наполненную водой. Температура воды равна комнатной $T_{\rm K} = 20$ °C. Внутренняя длина кюветы равна L_2 . В кювету сверху опускался металлический шар 4. Лазерная плоскость проходила на различных расстояниях h от его дна. Диаметр шара 50 мм. Расстояние от оси шара до внутренней стенки кюветы равно L_3 .

На экране 5, находящемся на расстоянии L_4 от внешней стенки кюветы, можно наблюдать отклонения проекции пучка, которые записываются на видеокамеру 6, расположенную на расстоянии L_5 от экрана.

Нагретый шар в холодной воде. Большой интерес для теории естественной конвекции представляют экспериментальные исследования с разных сторон пограничного слоя около нагретых тел, помещенных
в жидкость [11, 12]. Ниже приводится методика проведения рефрактографических исследований в пограничном слое около нагретого шара, помещенного в холодную воду. Для этого лазерная плоскость направляется в область над нагретым шаром на максимально близком к поверхности шара расстоянии. Сущность эксперимента иллюстрируется рис. 6.20 (на цв. вкл.). Из приведенных рефрактограмм, соответствующих различным моментам времени, видно, что они носят случайный характер.

Для понимания процессов, приводящих к такому искажению лазерной плоскости, был проведен дополнительный эксперимент, связанный с наблюдением ее в рассеянном свете. Известно, что лазерное излучение хорошо рассеивается на мелких частичках, имеющихся в воде (механические примеси) или специально вводимых в нее. В данном случае для визуализации лазерной плоскости в воду были добавлены частички латекса полистирола. Рис. 6.21 (на цв. вкл.) дает представление о методике этого эксперимента. Видеосъемка в рассеянном свете лазерной плоскости проводилась сверху под углом 10° к горизонтали. На приведенных видеокадрах хорошо заметно влияние так называемых термиков (восходящих узких потоков в воде) на искажение формы лазерной плоскости.

Охлажденный шар в горячей воде. Следующий эксперимент иллюстрирует изменение рефрактограммы лазерной плоскости, проходящей на минимальном расстоянии от верхней точки поверхности шара, охлажденного до температуры 7 °С и погруженного в горячую воду (температура воды равна в начале эксперимента 70 °С) [1]. Методика его проведения отображена на рис. 6.22 (на цв. вкл.). Расстояние от задней стенки кюветы с горячей водой до экрана составляло 600 мм. Здесь наблюдаются регулярные (воспроизводимые) рефрактограммы, совпадающие по форме с теоретическими (см. гл. 5). Формируется характерная рефрактограмма холодного слоя в виде петли, точка самопересечения соответствует положению каустики.

Аналогичная методика была применена для исследования естественной конвекции у нижней поверхности охлажденного до температуры 5–7 °С шара, помещенного в воду с температурой 70 °С. При этом лазерная плоскость проходила на минимальном расстоянии от нижней точки поверхности шара (лазерная плоскость практически касалась шара). На рис. 6.23 (на цв. вкл.) приведен ряд видеокадров с изображением рефрактограмм.

За счет нисходящих от поверхности шара холодных микропотоков жидкости полученные рефрактограммы имеют также нерегулярный характер. Тем не менее, так же как и у верхней поверхности прослеживается формирование каустики и тенденция к образованию петли.

Анализ приведенных рефрактограмм показывает, что в данном случае имеет место неустойчивый вид естественной конвекции, который не вытекает из ее теоретического рассмотрения (см. гл. 8).

6.5. Визуализация перемешивания в закрученных потоках

6.5.1. Методика визуализации перемешивания жидкостей. Так как при перемешивании жидкостей градиент показателя преломления закрученного потока в турбулентном режиме является случайной функцией, то траектория и угол отклонения лазерного пучка в такой среде соответственно являются случайными функциями. В рефрактографических исследованиях визуализируется и измеряется деформация лазерной плоскости, наблюдаемая на полупрозрачном экране и регистрируемая с помощью цифровой видеокамеры.

При перемешивании двух жидкостей, например, воды и глицерина, обладающих различными показателями преломления, получается гомогенизация раствора и пространственное выравнивание показателя преломления, т. е. раствор становится оптически однородным. Традиционным способом определения времени гомогенизации раствора является измерение его проводимости с помощью кондуктометра, выносной зонд которого помещается в заданную зону объема. Недостатками этого способа являются, во-первых, возмущение течения жидкости из-за конечных размеров измерительного зонда и, во-вторых, то, что измерения проводимости являются локальными.

Суть рефрактографического метода определения времени гомогенизации растворов [15] состоит в том, что исследуемый объект зондируется широкой, но тонкой лазерной плоскостью, геометрические параметры которой изменяются из-за рефракции света на крупномасштабных неоднородностях показателя преломления среды. В первый момент градиент показателя преломления смеси жидкостей (холодной и горячей воды, пресной и соленой воды, смеси двух различных жидкостей, например, воды и глицерина) изменяется наиболее резко, а потом по мере перемешивания жидкостей среда становится оптический однородной. Время восстановления оптической однородности среды и характеризует время окончания перемешивания двух жидкостей.

6.5.2. Схема экспериментальной установки. Экспериментальная установка для визуализации закрученного потока жидкости в цилиндре впервые была описана в [17]. На рис. 6.24 приведена схема модернизированной установки для исследования процесса перемешивания двух жидкостей [15].

Система формирования лазерной плоскости состоит из газового лазера 1 и блока 2 формирования лазерной плоскости. Последний закреплен на координатном устройстве 3, позволяющем перемещать блок 2 по трем взаимно перпендикулярным направлениям и вращать его относительно исследуемого закрученного потока.

Аппарат с механическим перемешивающим устройством представляет собой цилиндрический стеклянный сосуд *6*, заполненный водой *7* или какой-либо другой жидкостью на две трети его объема, процесс



Рис. 6.24. Схема рефрактографической системы: 1 — лазер; 2 — блок формирования лазерной плоскости; 3 — координатное устройство; 4 — прямоугольный сосуд; 5 — воронка; 6 — стеклянный сосуд; 7 — вода; 8 — электродвигатель; 9 — мешалка; 10 — экран; 11 — видеокамера; 12 — компьютер; 13 — монитор; 14 — программное обеспечение

перемешивания в котором осуществляется мешалкой 9, приводимой во вращение электродвигателем 8 с регулируемым числом оборотов ротора. Для того чтобы устранить искажения формы лазерной плоскости при прохождении светом заполненного жидкостью объекта исследования цилиндрической формы со стенками конечной толщины, сосуд 6 помещался в заполненную той же жидкостью прямоугольную емкость 4 с плоскими прозрачными стенками 310×310 мм².

На пути лазерной плоскости, перпендикулярно ее оси, за объектом исследования был установлен матовый экран 10. На этом экране была видна рефрактограмма в виде тонкой световой линии для невозмущенного потока или в виде размытой и изменяющейся во времени полоски из-за рефракции света на неоднородностях показателя преломления исследуемой среды. Регистрация рефрактограммы велась с помощью видеокамеры 11, сопряженной с персональным компьютером 12 класса Pentium-IV. Одновременно изображение изменяющейся во времени рефрактограммы на экране 10 отображалось и на экране монитора 13. Для компьютерной обработки рефрактограмм использовалась специально созданная программа 14.

Методика проведения эксперимента состояла в том, что время перемешивания большого количества воды и определенной дозы насыщенного раствора поваренной соли одновременно определялось лазерным рефрактометрическим методом и традиционным — по изменению проводимости раствора [14].

6.5.3. Результаты экспериментальных исследований. На рис. 6.25 (на цв. вкл.) показана выборка последовательности видеокадров, на которых представлена динамика изменения рефрактограммы *12* при перемешивании 6 л воды и 20 мл насыщенного раствора поваренной соли. Размытие рефрактограммы обусловлено рефракцией излучения на флуктуациях показателя преломления раствора. При прохождении лазерной плоскости через однородную среду (до и после

окончания процесса перемешивания) не наблюдается искажений в изображении лазерной плоскости. Таким образом, длительность процесса перемешивания определяет время, в течение которого изображение лазерной плоскости на экране размыто. Количественной характеристикой времени перемешивания может служить время, в течение которого рефрактограмма имеет размытый вид.

Анализ полученных данных по одновременному измерению времени гомогенизации раствора лазерным рефрактометрическим методом и классическим по изменению переменной составляющей проводимости говорит о том, что лазерный рефрактометрический метод зондирования оптически неоднородных сред дает достоверные результаты и может быть эффективно использован в экспериментальной практике исследования аппаратов с механическим перемешивающим устройством [18–20].

6.5.4. Алгоритм обработки рефракционных картин. Для определения времени перемешивания по результатам эксперимента была разработана программа обработки рефрактограмм, позволяющая выполнять фильтрацию изображений, проводить сравнение необходимых кадров и строить график зависимости площади рефрактограммы от времени перемешивания [21].

Входными данными программы является файл с экспериментально полученными рефракционными видеоданными. При указании файла

с исходными данными в программе отображается первый кадр последовательности, после чего пользователь может выбрать вид обработки (зависимость ширины ЛП или площади ЛП от времени). При запуске обработки рефрактограммы из видеоряда выбирается кадр и каждому его пикселю присваивается числовое значение от 0 до 255. Дальнейшие операции производятся с кадрами, численное значение которых выше заданного уровня шума. Для каждого столбца находится пиксель с максимальным численным значением. После этого





численные значения остальных пикселей столбца нормируются на эту величину и проводится бинарная дискретизация по уровню $1/e^2$. Площадь рефрактограммы вычисляется в относительных единицах и равна отношению количества положительных бинаризованных пикселей к общей площади кадра в пикселях.

На рис. 6.26 отображены полученные зависимости площади рефрактограммы (в относительных единицах) от номера кадра. Зная частоту

кадров можно построить временную зависимость. В случае быстроменяющихся процессов оптимальные результаты получаются при установке уровня шума равным 1/3 от максимально возможного или S от максимума экспериментального сигнала. Время перемешивания жидкостей T_0 может определяться по экспериментальной кривой, на уровне, превышающем исходную площадь лазерной плоскости на заданное число, например, на 10%.

6.5.5. Визуализация перемешивания методом двух скрещенных **ЛП.** Приведенные выше примеры наглядно отображают процесс перемешивания двух жидкостей в одном сечении потока. Более информативным является метод двух скрещенных лазерных плоскостей [7], с помощью которого можно проследить изменение двух проекций градиентов плотности в двух различных сечениях исследуемого потока. Для разделения информации о двух составляющих градиента плотности в одной точке используются лазерные плоскости, получаемые от лазеров с разными длинами волн. Схема лазерного освещения исследуемого потока приведена на рис. 6.27 (на цв. вкл.).

В установке использовались две лазерные плоскости, получаемые от двух лазеров непрерывного действия: гелий-неонового с красной длиной волны излучения 1 и аргонового с синей длиной волны излучения 2. Одна плоскость была направлена вдоль оси цилиндра 3, а вторая — в перпендикулярном направлении. Плоскости проходили ниже перемешивающего механизма 4.

Типичные результаты экспериментов представлены на рис. 6.28 (на цв. вкл.). Обращает на себя внимание тот факт, что уширение лазерных плоскостей отличаются в различных сечениях. Вертикальная плоскость визуализирует градиенты показателя преломления вдоль горизонтальной оси, а горизонтальная лазерная плоскость — вдоль вертикальной оси. Использование лазерных плоскостей с разными длинами волн позволяет при обработке разделить уширение на две составляющие по линии их пересечения.

Разработанная методика и программа обработки рефрактограмм, полученных в цифровом виде с помощью видеокамеры, позволяет определять время нестационарности процесса перемешивания, связанное с ведением в поток жидкости с другими оптическими свойствами.

6.6. Двухракурсные системы

6.6.1. Рефрактограммы сложных объектов. Для исследования теплофизических процессов ранее были разработаны одноракурсные лазерные рефрактографические установки, на которых отрабатывалась методика проведения исследований теплофизических процессов около нагретых тел, находящихся в жидкости, и сравнение экспериментальных и теоретических исследований. Результаты экспериментальных исследований с помощью этих установок описаны выше.

Для дальнейшего расширения областей применения методов лазерной рефрактографии требуется создание новых измерительных систем, основанных на томографическом принципе диагностики потоков. Получение объемных рефрактограмм позволяет поднять на новый качественный уровень диагностику тепловых процессов в жидкости.

Рассмотренные выше примеры рефрактографических систем предназначены для исследования простых видов оптических неоднородностей типа одиночной сферической неоднородности вокруг нагретого шара. На практике встречаются более сложные виды неоднородностей, для визуализации которых необходимо использовать модифицированные рефрактографические системы.

На рис. 6.29 показана оптическая схема двухракурсной системы, в которой две лазерные плоскости направлены в ортогональных направлениях. Она состоит из двух лазерных модулей 1 и 5, двух опти-

ческих систем формирования лазерных плоскостей 2 и 6. с помощью которых создаются две лазерные плоскости 3 и 7. В бассейне с водой 4 помещается исследуемый объект 8. Рефрактограммы наблюдаются на экранах 9 и 11 с помощью цифровых фотокамер 10 и 12, сигналы с которых подаются на компьютер 13. Для одновременной регистрации двух рефрактограмм разработано специальное программное обеспечение 14. На рис. 6.30 (на цв. вкл.) показан внешний вид двухракурсной рефрактографической системы.

С помощью данной системы проводилось определение пространственного положения нагретых тел, вокруг которых образуется градиенты показателя преломления среды. На рис. 6.31, *а* показан специальный тестовый объект, представ-



Рис. 6.29. Схема двухракурсной рефрактографической системы: 1, 5 — лазерные модули; 2, 6 — оптические системы формирования лазерных плоскостей; 3, 7 — лазерные плоскости; 4 кювета с водой; 8 — исследуемый объект; 9, 11 — экраны; 10, 12 — цифровые фотокамеры; 13 — компьютер; 14 — программное обеспечение

ляющий собой алюминиевый цилиндр, на основании которого закреплены три одинаковых малых цилиндра со сферическим дном. Цилиндр, изготовленный из материала Д16-Т, имел диаметр 73 мм и толщину 37 мм. На нижней поверхности были установлены три одинаковых стальных выступа высотой 15 мм, с радиусом полусферических на-

конечников 6 мм. На рис. 6.31, *б* показано расположение цилиндра с выступами для получения двух рефрактограмм.

В рефрактограмме 6.31, *г* локальное отклонение лазерной плоскости для крайнего правого выступа существенно больше первых двух слева, так как этот выступ находится дальше всех от экрана. Рефракторамма *в* показывает, что локальные отклонения лазерной плоскости почти одинаковы, так как расстояния от выступов до экрана меняются незначительно. Анализ представленных двухракурсных рефрак-



Рис. 6.31. Рефрактограммы лазерных плоскостей для цилиндра с выступами: *a*) фотография цилиндра с выступами; *б*) проекция цилиндра на горизонтальную плоскость; *в*) рефракторгамма на экране *11*, полученная с помощью камеры *12*; *г*) рефракторгамма на экране *9*, полученная с помощью камеры *10*

тограмм, полученных при прохождении двух зондирующих взаимно перпендикулярных лазерных плоскостей под остывающим в холодной воде цилиндром сложной формы на одинаковой высоте от поверхности выступов, позволяет определить не только характер процесса остывания цилиндра, но и местоположение выступов.

6.6.2. Рефрактограммы в рассеянном излучении. Метод лазерной рефрактографии приобретает новые возможности визуализации оптически неоднородных потоков, если в исследуемый поток ввести светорассеивающие частицы и регистрировать рассеянное ими лазерное излучение. Тогда можно наблюдать распространение структурированного лазерного излучения в потоке и проследить все его изменения.

Для мониторинга нестационарных восходящих потоков жидкости над нагретым металлическим шаром, помещенным в холодную воду, была разработана и создана экспериментальная измерительная система, в которой реализован метод двухракурсного зондирования иссле-



Рис. 6.32. Двухракурсная рефрактографическая система в рассеянном свете: 1 и 3 — блоки формирования лазерных плоскостей 2, 4; 5 — нагретый шар; 6 — стеклянная кювета; 7, 10 — цифровые видеокамеры; 8, 9 — персональные компьютеры; 11 — милливольтметр; 12 — электронные часы

дуемой области двумя взаимно перпендикулярными лазерными плоскостями.

На рис. 6.32 показана двухракурсная система, в которой регистрация рассеянного излучения ведется одной цифровой камерой. Здесь 6 — стеклянная кювета с холодной водой; 5 — нагретый металлический шар диаметром 50,8 мм; 1 и 3 блоки формирования лазерных плоскостей 2 и 4; 7 — цифровая видеокамера; 8 — персональный компьютер. Для регистрации температуры нагретого тела используется цифровой милливольтметр 11, подсоединенный к выводам термопары, установленной в шаре. Показания милливольтметра фиксируются с помощью видеокамеры 10. Синхронизация работы видеокамер осуществляется компьютером по специально разработанной программе. Временные процессы регистрируются с помощью электронных часов 12.

Лазерные плоскости являются параллельными и имеют размер 52 мм. Для решения поставленной задачи, а именно регистрации изображения лазерных плоскостей в воде в рассеянном излучении, была использована цифровая видеокамера фирмы «Видеоскан».

Особенностью изучаемого процесса является наличие нестационарных быстроменяющихся конвекционных течений воды в области над остывающим шаром. Это так называемые «термики», наличие которых не следует из теоретических расчетов естественной конвекции. Ранее эти термики визуализировались с помощью лазерной плоскости (см. рис. 6.20, 6.21). На рис. 6.33 приведен пример двухракурсной рефракто-



Рис. 6.33. Рефрактограмма лазерных плоскостей для горячей сферы, полученная одной фотокамерой при температуре шара 70 °С

граммы, вид которой определяется нестационарным характером термиков над остывающим в холодной воде нагретым металлическим шаром.

Существенным достоинством данной системы является использование одной цифровой фотокамеры, что позволяет регистрировать две рефрактограммы в одно и тоже время. Однако в ряде случаев проявляется недостаток, связанный с узкой направленностью рассеянного лазерного излучения, если используются частицы размером больше нескольких микрометров.

От этого недостатка свободна рефрактографическая система с двумя цифровыми камерами, установленными под малыми углами к оптической оси структурированного лазерного излучения.

Важным условием регистрации рефрактограмм была синхронизация работы видеокамер, то есть регистрируемые видеокадры рефрактограмм должны наблюдаться в одно и тоже время. С этой целью были задействованы входы видеокамер для внешней синхронизации. Специально разработанное программное обеспечение, установленное в одном из компьютеров, позволяет задавать время между отдельными видеокадрами, менее стандартного значения, соответствующего 7-ми кадрам в секунду. При выборе режима синхронизации необходимо задавать период дискретизации (в выбранном варианте программы пять периодов дискретизации определяют время между последующими кадрами), а также длительность импульса дискретизации. После окончания процесса видеосъемки можно сохранить файл с реальным временем чередования видеокадров.

Необходимым условием проведения экспериментов является требование одновременного измерения температуры поверхности металлического шара. В нашем случае практически непосредственно под верхней поверхностью шара закреплялась термопара. Значения термо-ЭДС измерялись цифровым милливольтметром 11, а текущее время эксперимента — цифровым частотомером 12, работающим в режиме непрерывного счета.

Регистрация значений термо-ЭДС и времени эксперимента проводилась с помощью цифровой видеокамеры 10 фирмы «SONY». Причем режим записи изображений с показаниями приборов начинался одновременно с запуском блока синхронизации работы видеокамер 7 и 10. Для последующего совмещения видеоизображений рефрактограмм от одной и второй лазерных плоскостей над шаром 5 (точно над верхней точкой его поверхности) на расстоянии 1,1 мм от поверхности шара закреплялась игла.



Рис. 6.34. Рефрактограммы лазерных плоскостей для нагретого шара в рассеянном свете: *a*) лазерная плоскость *4*; *б*) лазерная плоскость *2*

Описанные выше экспериментальная измерительная система и методика ее использования в теплофизическом эксперименте позволили получить рефрактограммы изменения формы двух взаимно перпендикулярных лазерных плоскостей, зондирующих область с нестационарными конвекционными потоками (термиками) над нагретым и остывающим в холодной воде шаром. Они представлены на рис. 6.34.

6.6.3. 4D-рефрактограммы нестационарных потоков жидкости. Результаты исследований, описанные в предыдущих разделах, дали основание для разработки сравнительно простого метода 4D-диагностики нестационарных объектов. Суть метода состоит в зондировании лазерной плоскостью исследуемой зоны, например, конвекционного потока, регистрации и последующем анализе рефрактограмм, получаемых в рассеянном излучении с помощью одной цифровой видеокамеры, установленной под некоторым (известным) углом относительно исходной лазерной плоскости. Так, если лазерная плоскость является горизонтальной, то ось видеокамеры должна быть наклонена к ней на этот угол.

На примере схемы измерительной системы, показанной на рис. 6.29, рассмотрим вариант построения схемы установки для проведения 4D-диагностики нестационарных объектов. С этой целью из установки исключается измерительный канал, образованный лазерным модулем 1,

системой 2, плоскостью 3, матовым экраном 11, а также видеокамерой 12. Видеокамера 10 устанавливается под углом к горизонтальной плоскости, равным 30°. Мощность излучения полупроводникового лазерного модуля в блоке формирования лазерной плоскости 7 увеличивается до 25 мВт. Цилиндр с выступами разворачивается так, что линия, проходящая через центры выступов, будет перпендикулярна направлению распространения лазерной плоскости 7. Система регистрации рефрактограмм остается без изменений.



Рис. 6.35. 4D-рефрактограммы цилиндра с тремя выступами в рассеянном излучении для различных моментов времени

На рис. 6.35 приведены рефрактограммы для различных моментов времени. Причем первая рефрактограмма получена при температуре объекта, равной температуре холодной воды в кювете 1. Последующие 3D-рефрактограммы дают объемную картину процесса видоизменения формы лазерной плоскости во времени при остывании нагретого объекта 2 в холодной воде.

6.7. Библиотека экспериментальных рефрактограмм

Приведенные выше измерительные системы и полученные рефрактограммы дают представление о больших возможностях метода лазерной рефрактографии исследования оптически неоднородных сред, как стационарных, так и не стационарных. Фактически каждую неоднородность можно охарактеризовать собственной рефрактограммой, зависящей только от вида неоднородности и типа структурированного лазерного излучения [22, 23]. Это позволяет проводить экспресс-диагностику вида оптических неоднородностей, т. е. типа физических полей, приводящих к данному виду оптической неоднородности. На рис. 6.36 приведены типичные рефрактограммы, полученные с использованием структурированного лазерного излучения различного вида. Нагретые тела помещались в холодную воду. Использовались различные виды СЛИ: лазерная плоскость, крестообразное, цилиндрическое. Представленные рефрационные картины показывают типичные виды рефрактограмм.

Рефрактограммы 1-3, представленные на рис. 6.36 (на цв. вкл.), показывают изменение профиля лазерной плоскости, проходящей около нагретого параллелепипеда: 1 — под дном; 2 — около ребра; 3 около вертикальной стороны. На всех трех рефрактограммах очень четко видна роль краевых эффектов. Рефрактограмма 4 соответствует искривлению лазерной плоскости, проходящей под дном цилиндра с плоским дном. Сравнивая эту рефракторгамму с рефрактограммой для шара, показанной рис. 6.11, видим существенное их различие. Рефрактограмма 5 является типичной для рефракции цилиндрического СЛИ на сферической неоднородности, рассмотренной в гл. 5. Рефрактограмма крестовидного СЛИ 6 в оптически неоднородном турбулентном потоке, характерном при смешивании жидкостей с различными показателями преломления, показывает анизотропию их градиентов, как функцию координат. Рефрактограммы 7-9 являются характерными для крестообразного СЛИ, в котором размеры пучков больше толщины пограничного слоя около исследуемого объекта.

Список литературы

- 1. Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Лазерная рефрактография оптически неоднородных сред // Квантовая электроника. 2007. № 12. С. 1176-1180.
- 2. Ринкевичюс Б.С. Лазерная диагностика потоков. М.: МЭИ, 1990. 287 с.
- 3. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 1995.
- 4. Полупроводниковые лазеры. М.: Наука, 2005
- 5. www.SpectraPhysics.com
- 6. www.Plazma.com
- 7. <u>www.StockerYale.com</u>
- 8. www.Polus.com
- 9. Евтихиева О.А., Имшенецкий А.И., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Компьютерно-лазерный рефракционный метод исследования оптически неоднородных потоков // Измерительная техника. 2004. № 6. С. 15–18.
- 10. Артемьев В. И., Евтихиева О. А., Лапицкий К. М., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В., Яньков Г. Г. Исследование нестационарного температурного поля при естественной конвекции КОЛАР методом // Оптические методы исследования потоков: Труды VIII МНТК. — М.: Знак, 2005. — С. 478–481.

- Евтихиева О. А., Лапицкий К. М., Расковская И. Л. Распространение лазерной плоскости в тепловом поле нагретого шара в воде // Труды 8-й научно-техн. конф. «Оптические методы исследования потоков» / Под ред. Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса. — М.: Знак, 2005. — С. 332–335.
- 12. Артемов В. И., Яньков Г. Г., Евтихиева О. А., Лапицкий К. М., Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Численное и экспериментальное исследования естественной конвекции в жидкости около нагретого цилиндра // Четвертая Российская национальная конф. по теплообмену. Т. 2. М.: Изд-во МЭИ, 2006. С. 42–46.
- 13. Evtikhieva O.A., Rinkevichius B.S., Tolkachev V.A. Visualization of nonstationary free convection in liquids with structured laser beam // CD Rom Proc. of ISFV-12, Geottingen, 2006. Paper No.51.
- Lapitckiy K. M., Raskovskaja I. L., Rinkevichius B. S. Quantitative visualization of transparent spherical temperature layer // CD ROM Proc. of ISFV-12, Geottingen, 2006. Paper No. 55.
- 15. Евтихиева О.А., Имшенецкий А.И., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Визуализация перемешивания в закрученном потоке с помощью лазерных плоскостей // CD ROM Материалы II Российской конф. «Теплообмен и гидродинамика в закрученных потоках». № 0320500321. МЭИ(ТУ), 2005.
- 16. Лебедев И.В., Ринкевичюс Б.С., Ястребова Е.В. Измерение локальных скоростей мелкомасштабных потоков с помощью ОКГ // ПМТФ. 1969. № 5. С. 125–127.
- 17. Евтихиева О. А., Орлов С. В., Толкачев А. В. Исследование потоков в химическом реакторе лазерным рефракционным методом // Оптические методы исследования потоков: Труды VI междунар. научно-техн. конф. / Под. ред. Ю. Н. Дубнищева, Б. С. Ринкевичюса — М.: Изд-во МЭИ, 2001. — С. 444–447.
- 18. Есин М. В., Толкачев А. В. Трехмерная визуализация нестационарных потоков и вихревых образований // Оптические методы исследования потоков: Труды VII Междунар. научно-техн. конф. / Ред. Ю. Н. Дубнищев, Б. С. Ринкевичюс. — М.: Изд-во МЭИ, 2001. — С. 236–239.
- 19. Евтихиева О.А., Есин М.В., Орлов С.В., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Лазерный рефракционный метод исследования жидкостей в закрученных потоках // Третья Российская национальная конф. по теплообмену. Т. 1. — М.: Изд-во МЭИ, 2002. — С. 197–200.
- Yesin M. V., Evtikhieva O. A., Orlov S. V., Rinkevichius B. S., Tolkachev A. V. Laser refractometral method for visualization of liquid mixing in twisted flows // CD Rom Proc. of the 10th Intern. Symposium on Flow Visualization, Kyoto, Aug. 26–29, 2002. Paper No. F037. P. 1–8.
- 21. Имшенецкий А. И. Разработка и расчет оптико-электонных систем диагностики потоков жидкости и газа. Авт. канд. диссер. М.: МЭИ(ТУ), 2005.
- 22. Евтихиева О.А., Ринкевичюс Б.С., Толкачев А.В. Визуализация нестационарных теплофизических процессов с помощью компьютерно-лазерных методов // Четвертая Российская национальная конф. по теплообмену. Т. 1. — М.: Изд-во МЭИ, 2006. — С. 186–189.
- Евтихиева О.А., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А.В. Визуализация нестационарной конвекции в жидкости около нагретых тел с помощью структурированного лазерного излучения // Вестник МЭИ. 2007. С. 65–75.

Глава 7

ЦИФРОВАЯ РЕГИСТРАЦИЯ И ОБРАБОТКА РЕФРАКТОГРАММ

7.1. Требования к системам регистрации и обработки

Как отмечалось в гл. 6, лазерная рефрактограмма в виде двумерного пространственного распределения освещенности, возникающего на матовом экране при падении на него структурированного лазерного излучения, прошедшего через исследуемую среду, регистрируется с помощью цифровой фото- или видеокамеры.

Требования к характеристикам видеокамеры и к программному обеспечению, в первую очередь, определяются конкретными задачами, которые выполняются измерительной системой лазерной рефрактографии. Большой круг задач, решаемых путем измерения градиента показателя преломления прозрачных сред, естественно не позволяет сформулировать требования к универсальной лазерной оптико-электронной измерительной установке. Однако, если ограничиться только лабораторными рефрактографическими системами для исследования оптически неоднородных сред, то можно с определенной долей уверенности оценить требования к их фотоэлектрической части. При этом следует исходить из общих характеристик и параметров оптических сигналов, фигурирующих в рефрактографии. Здесь регистрируемым сигналом является двумерное (в декартовой системе координат) распределение освещенности в плоскости матового экрана, создаваемое лазерным излучением, прошедшим исследуемую среду.

Перечень основных характеристик и параметров регистрируемого излучения на выходе исследуемой среды включает в себя:

- динамический диапазон освещенности,
- спектральную характеристику излучения,
- временные характеристики (время корреляции освещенности, импульсный или непрерывный источник излучения),
- пространственные характеристики (пространственный спектр, интервал пространственной корреляции).

В лазерной рефрактографии диапазон изменения освещенности экрана обычно не превышает 30–50 дБ. В качестве источников зондирующего излучения используются гелий-неоновый, аргоновый, руби124

новый, неодимовый или полупроводниковый лазеры в режиме непрерывной или импульсной генерации. Постоянная времени исследуемых нестационарных процессов, влияющая на скорость изменения распределения освещенности, лежит в диапазоне от единиц миллисекунд до десятков секунд. Пространственная частота типичных рефрактограмм составляет 1–100 мм⁻¹.

Данные требования не позволяют использовать для систем лазерной рефрактографии традиционные аналоговые устройства регистрации оптических изображений. Информация о двумерном пространственном распределении освещенности и его изменениях может быть получена только при использовании современных цифровых видеоустройств. Качество преобразования пространственного распределения освещенности в цифровой массив данных определяет возможность получения предельно достижимых оценок измеряемых параметров оптического излучения, прошедшего оптически неоднородную среду.

7.2. Цифровые системы регистрации

7.2.1. Основные характеристики систем регистрации. В состав специализированной цифровой системы регистрации лазерных рефрактограмм входят: фотоэлектрический преобразователь, аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и схема сопряжения фото- или видеокамеры с ЭВМ. Важным элементом, определяющим качество ввода и записи рефрактографических изображений в компьютер, является программное обеспечение.

В настоящее время наиболее широко в качестве фотоэлектрических преобразователей типовых систем регистрации используются матричные фоточувствительные приборы с зарядовой связью (ПЗС) [1,2]. На базе ПЗС строятся специализированные фото- и видеокамеры, предназначенные для решения технических и научных задач. Современные видеокамеры на ПЗС находят применение в разнообразных измерительных системах: в анализаторах оптических спектров, в прецизионных бесконтактных измерителях координат, размеров, расстояний и проч. Широкое использование ПЗС определяется присущими твердотельным полупроводниковым приборам свойствами: жесткий растр, точная привязка геометрических координат оптических изображений к временным координатам их отчетов в видеосигнале, возможность предварительной обработки сигналов непосредственно в структуре ПЗС, линейность светосигнальной характеристики, низкие питающие напряжения, высокая надежность и другие полезные свойства. Крайне важным достоинством ПЗС является их практически идеальная совместимость с ЭВМ, позволяющая программно управлять режимами работы видеокамеры, адаптируя ее к различным условиям, и записывать видеосигналы на жесткий диск компьютера через стандартный интерфейс.

Технические характеристики современных профессиональных видеосистем на ПЗС позволяют удовлетворить приведенным выше требованиям к регистрации рефрактограмм в виде двумерного распределения освещенности экрана. Динамический диапазон регистрируемого оптического сигнала при разрядности аналого-цифрового преобразователя на выходе ПЗС 12 бит составляет более 60 дБ. Разрешение стандартных видеокамер составляет от 582 × 782 до 2048 × 2048 пикселей, а специализированных — до 4096 × 4096 пикселей. Время экспозиции может варьироваться от единиц микросекунд до десятков минут (при наличии внешнего охлаждения). Имеется возможность программно управлять усилением камеры и вводом изображения в память ЭВМ в реальном масштабе времени.

Все процессы в камере (накопление зарядовых пакетов, преобразование в цифровой массив данных предыдущего кадра, передача данных) могут происходить одновременно, в связи с чем регистрация, наблюдение и запись на жесткий диск компьютера видеосигналов могут осуществляться непрерывно в телевизионном и покадровом режимах. Спектральная характеристика типовых ПЗС позволяет работать с достаточно доступными лазерами.

7.2.2. Регистрация на базе цифровой фотокамеры. Использование цифровой видеокамеры целесообразно в случаях, когда стоит задача получения рефрактограмм быстропротекающих процессов, а также для получения видеофильма с записью эксперимента [3]. В тех случаях, когда требуется получить изображения распределения освещенности в отдельные моменты времени, достаточно использовать цифровую фотокамеру, стоимость и габариты которой значительно

ПЗС-матрица	1/2,5 дюйма				
Эффективное число пикселей	5000000 пикс.				
Чувствительность камеры (ISO)	Автоматическая; эквивалент 50, 100, 200, 320 ISO				
Соотношение сторон кадра	4:3				
Максимальная апертура	f/3,2 (широкоугольное положение),f/3,4 (телефото положение)				
Фокусное расстояние	6-48 мм				
Минимальное расстояние фокусировочное (от матрицы ПЗС)	0,57 м (широкоугольное положение) 1,57 м (телефото положение) 0,08-1,07 м (режим Супер Макро)				
Затвор	Электронный, механический				
Диапазон выдержек	1/2000-4 c				
ЖК-экран	3,8 см (1,5 дюйма), ТГТ, цветной				
Разрядность АЦП	10 бит				
Форматы файлов	JPEG, Motion JPEG (тоv, без звука)				

Таблица 7.1. Технические характеристики фотокамеры Konica Minolta Dimage Z20

меньше стоимости и габаритов видеокамеры. В настоящее время имеется большой набор цифровых фотокамер с различными характеристиками [4]. Важнейшими при регистрации рефрактограмм являются такие характеристики, как эффективное число пикселей, чувствительность, фокусное расстояние объектива, диапазон выдержек, разрядность АЦП. В табл. 7.1 в качестве примера приведены технические характеристики цифровой фотокамеры Konica Minolta Dimage Z20, которая использовалась в экспериментах, описанных в гл. 6. Фотокамера подсоединяется к компьютеру через USB-порт, возможно получение на компьютере on-line изображений и их запись с помощью специальных программ.

7.2.3. Регистрация на базе видеокамеры SONY. Рассмотрим основные характеристики системы регистрации рефракционных картин, построенной на базе полупрофессиональной цифровой видеокамеры SONY DCR-VX-2000E, которая также была использована в экспериментах, описанных в гл. 6. Основные характеристики видеокамеры приведены в табл. 7.2.

Опыт использования данной видеокамеры для регистрации рефрактограмм показал, что наиболее часто применяемыми режимами видеосъемки являются следующие:

- режим ручной фокусировки камеры;
- режим съемки с прогрессивной разверткой;
- режим съемки с приоритетом диафрагмы;
- режим съемки с приоритетом выдержки (съемка нестационарных процессов).

Сопряжение видеокамеры с персональным компьютером осуществляется при помощи интерфейса IEEE 1394. Из главных особенностей IEEE 1394 можно отметить:

 использование последовательной шины вместо параллельного интерфейса;

Тип	Цифровая видеокамера класса High-End
Светочувствительный элемент	ПЗС 3 × 1/3", 450000 пикселей
Объектив	12 х оптический зум; 6,0-72 мм. Светосила f/1,6-2,4
Фокусировка	Автоматическая, ручная
Цифровое увеличение	48 x
Стабилизация изображения	Super Steady Shot (оптический)
Диапазон освещенности	2 люкс. Ночная съемка Super NightShot 0,1 люкс
Максимальная скорость затвора	1/10 000 c
Формат записи	mini DV, JPEG

Таблица 7.2. Технические характеристики цифровой видеокамеры SONY DCR-VX-2000E

- обеспечение поддержки «горячего» подключения и отключения различных устройств;
- питание внешних устройств через IEEE 1394 кабель;
- высокая скорость передачи данных;
- возможность построения сетей из различных устройств самой различной конфигурации;
- простота конфигурации и большие возможности IEEE 1394;
- поддержка асинхронной и синхронной передачи данных.

Тип передачи изображения IEEE 1394 от видеокамеры в компьютер позволяет поддерживать высокую производительность эксперимента при использовании on-line обработки данных, поступающих с видео-камеры.

7.2.4. Цифровая видеосистема «Видеоскан-285/Б-USB». Специализированная цифровая видеосистема «Видеоскан-285/Б-USB» предназначена для ввода черно-белых изображений в ЭВМ и используется в разнообразных научно-технических областях [5].

В состав системы входят: фотоэлектрический преобразователь, схема управления фотоприемником, схема аналого-цифрового преобразо-

вателя (АЦП) и схема сопряжения видеокамеры с ЭВМ. Важным элементом, определяющим качество получаемых изображений, является сменный объектив. Упрощенная блок-схема системы представлена на рис. 7.1.

Для преобразования оптического сигнала в электрический используется полупроводниковая фоточувствительная схема на ПЗС типа ICX285 AL. Она содержит матричную фоточувствительную область, в которой под действием оптического излучения формируется зарядовый рельеф, состоящий из изолированных друг от друга зарядовых пакетов. Величина заряда в каждом из пакетов определяется освещенностью матрицы в области форми-





рования пакета, его размерами и временем накопления (временем экспозиции). Число элементов ПЗС матрицы типа ICX285 AL составляет 1392 × 1040 пикселей, размеры пикселей — $6,45 \times 6,45$ мкм, размеры фоточувствительной области — $8,98 \times 6,7$ мм.

В схеме управления формируются импульсные напряжения, обеспечивающие работу элементов матричного фотоприемника: накопление и хранение зарядов, перенос зарядов из области накопления в об128

ласть хранения, построчный перенос зарядов к выходному устройству и поэлементное считывание зарядовых пакетов. После накопления все зарядовые пакеты одновременно переносятся в область хранения, из которой производится последовательное считывание элементов каждой из строк. Момент начала накопления зависит от типа используемой синхронизации, которая может быть внутренней (генератор в схеме управления матрицей) или внешней (программная команда компьютера или сигнал внешней синхронизации). Выходное устройство, преобразующее зарядовые пакеты в напряжение на нагрузочном сопротивлении, позволяет производить объединение нескольких пикселей (2 × 2 или 4 × 4) непосредственно в зарядовой форме. Такие преобразования пропорционально увеличивают величину сигнальной части зарядового пакета и максимальную кадровую частоту камеры. Естественно, что при этом уменьшается ее пространственная разрешающая способность. После усиления и преобразования дискретно-аналоговых отсчетов в цифровую форму они поступают в буферную память. При работе в 8-битном режиме относительный уровень выходного сигнала камеры меняется в пределах от 0 до 255 относительных единиц.

Процессы накопления, считывания предыдущего кадра, преобразования данных в цифровой массив и передачи данных по USB в ЭВМ выполняются одновременно. Камера может производить ввод изображений с различными экспозициями и усилением. Управление режимами работы осуществляется при помощи специализированного программного обеспечения.

Спектральная характеристика ПЗС ICX285 AL имеет типичный для кремниевой полупроводниковой подложки вид и представлена на рис. 7.2 в относительных единицах (характеристика нормирована на максимальное значение спектральной чувствительности). Спектральная чувствительность видеокамеры имеет максимальное значение на длине волны около 0,5 мкм и спадает в два раза на длинах волн



Рис. 7.2. Спектральная характеристика $S(\lambda)$ ПЗС ICX285AL (1) и спектры $E(\lambda)$ излучения источников: 2 — лампа накаливания; 3 — аргоновый лазер; 4 — гелий-неоновый лазер; 5 — рубиновый лазер; 6 — полупроводниковые лазеры

0,4 мкм и 0,8 мкм, что дает возможность регистрации излучения аргонового, рубинового и гелий-неонового лазеров.

В табл. 7.3 приведены сравнительные характеристики системы «Видеоскан-285/Б-USB» и рассмотренной выше полупрофессиональной цифровой видеокамеры SONY DCR-VX2000E. Анализ этой таблицы показывает, что для задач лазерной рефрактографии система «Видеоскан-285/Б-USB» имеет ряд преимуществ перед камерой SONY, таких как существенно расширенный диапазон экспозиций, большее число элементов разрешения, сохранение изображений в формате .bmp, что является необходимым для дальнейшей цифровой обработки рефрактограмм.

Характеристика	«Видеоскан-285/Б-USB»	SONY DCR-VX2000E
Формирователь изображения	1 ПЗС матрица × 1447680 пикс., черно-белая	3 цветные ПЗС матрицы × × 450000 (1350000) пикс.
Форматы изображения	$\begin{array}{l} 1392 \times 1040, 696 \times 520, \\ 348 \times 260 \end{array}$	880×228
Формат записи	.bmp файл	DV
Минимальная освещенность	_	2 люкс (F1.6)
Разрядность АЦП (бит)	8, 10	12
Время накопления (экспозиция)	3,5 мкс-10 мин	0,1 мс-0,3 с
Режимы синхронизации	Внутренняя, программ- ная, внешняя	Внутренняя, программ- ная, внешняя
Развертка	Прогрессивная	Прогрессивная, чересстрочная
Кадровая частота, Гц	7,7	30
Тип затвора	Электронный	Электронный
Разрешение	500 ТВЛ	530 ТВЛ

Таблица 7.3. Сравнительные характеристики системы «Видеоскан-285/Б-USB» и видеокамеры DCR-VX2000E

В ходе экспериментального исследования данной цифровой системы регистрации рефрактограмм был получен ряд ее характеристик. При этом для расчета среднего значения и дисперсии выходного сигнала камеры использовалось статистическое усреднение уровней яркостей пикселей регистрируемого камерой изображения.

Для правильного отображения распределения освещенности в пределах рефрактограммы важна линейность зависимости уровня выходного сигнала камеры от освещенности. Ее исследование проводилось путем изменения по известному закону уровня освещенности матового экрана, расположенного перед камерой. В качестве модулятора

5 О.А. Евтихиева, И.Л. Расковская, Б.С. Ринкевичюс



Рис. 7.3. Зависимость среднего значения регистрируемого уровня сигнала от относительного уровня освещенности экрана: кружки — эксперимент; линия — аппроксимирующая прямая

света был использован поляризатор, меняющий коэффициент пропускания в зависимости от угла поворота пластины. На рис. 7.3 приведена зависимость среднего значения регистрируемого уровня сигнала от относительного уровня освещенности экрана $E_{\rm отн}$, построенная по результатам эксперимента. Анализ рисунка позволяет сделать вывод о достаточной степени линейности светосигнальной характеристики камеры.

Для правильного выбора режима регистрации изображений было проведено исследование влияния времени экспозиции T_3 и коэффициента усиления K_y электронной схемы на параметры выходного сигнала камеры. Графики зависимости среднего значения уровня регистрируемого сигнала от T_3 при различных значениях K_y приведены на рис. 7.4. Видно, что при значениях K_y от 1 до 100 графики близки к линейным в диапазоне значений времени экспозиции $T_3 < 0.5$ с. При



Рис. 7.4. Зависимость среднего значения уровня сигнала от T_3 : $1 - K_y = 300$; $2 - K_y = 200$; $3 - K_y = 100$; $4 - K_y = 50$; $5 - K_y = 10$; $6 - K_y = 1$



Рис. 7.5. Зависимость среднего значения уровня сигнала от K_y : $1 - T_y = 300$ мс; $2 - T_y = 200$ мс; $3 - T_y = 100$ мс; $4 - T_y = 50$ мс; $5 - T_y = 10$ мс



Рис. 7.6. Зависимость среднего квадратического отклонения уровня сигнала от времени экспозиции T_y : $1 - K_y = 300$; $2 - K_y = 200$; $3 - K_y = 100$; $4 - K_y = 50$; $5 - K_y = 10$; $6 - K_y = 1$

больших значениях K_y начинают сказываться эффекты насыщения, и для $T_9 > 0,2-0,3$ с графики становятся существенно нелинейными. На рис. 7.5 полученные результаты отображены в виде зависимостей среднего уровня сигнала от K_y при разных значениях T_9 . На рис. 7.6 показано влияние T_9 на среднее квадратическое отклонение (СКО) уровня выходного сигнала. Анализ графиков показывает, что с ростом времени экспозиции СКО возрастает, что связано с эффектом накопления шумов различной природы. При регистрации слабых оптических сигналов существенным оказывается наличие шумов термогенерации, вклад которых в получаемое изображение становится все более заметным с увеличением T_9 . На рис. 7.7 приведены графики зависимости среднего значения и СКО шума термогенерации (темновой режим



Рис. 7.7. Зависимость среднего значения и СКО уровня шумов термогенерации от времени экспозиции: 1 — среднее значение уровня шума; 2 — СКО уровня шума

работы камеры) от $T_{\mathfrak{p}}$ при больших значениях $T_{\mathfrak{p}}$, когда относительный уровень электрических наводок от работы электронной схемы уменьшается и их влияние на результирующее СКО ослабевает. Данные зависимости сняты в режиме бининга 4 × 4 (режим совместного накопления сигнала соседними ячейками ПЗС-матрицы) при значении коэффициента усиления $K_v = 100$. Анализ графиков показывает, что СКО шума практически линейно зависит от Т_э, что вполне согласуется с представлениями о природе шума термогенерации [2]. Типичная гистограмма распределения значений относительного уровня шума U_n , генерируемого ячейками ПЗС-матрицы, для $T_2 = 20$ с приведена на рис. 7.8. Шумы термогенерации будут оказывать сравнительно небольшое влияние на регистрируемое изображение в тех случаях, когда освещенность велика и, соответственно, время экспозиции мало. В этих условиях основной вклад в шумовую составляющую выходного сигнала камеры будут давать дробовые шумы. В ходе исследования были получены численные оценки дисперсии уровня регистрируемого сигнала при различных уровнях освещенности ячеек ПЗС-матрицы.



Рис. 7.8. Гистограмма распределения значений уровня шума термогенерации (время экспозиции — 20 с)

Исследование зависимости дисперсии уровня сигнала, регистрируемого на выходе камеры, от среднего значения освещенности ячеек

ПЗС-матрицы показало, что при малой освещенности дисперсия выходного шума слабо зависит от нее. При увеличении освещенности дисперсия шумовой составляющей на выходе практически линейно возрастает с ростом среднего значения выходного сигнала. Данные результаты подтверждает вывод о том, что при слабом выходном сигнале основной вклад в его шумовую компоненту дают не зависящие от сигнала электрическая наводка и шум термогенерации, а при сильном сигнале дробовый шум регистрируемого оптического излучения.

При выборе оптимального алгоритма обработки рефрактограмм важную роль



Рис. 7.9. График двумерного распределения относительного уровня сигнала по фрагменту кадра

играет информация о статистических характеристиках выходного сигнала ПЗС-камеры при рабочей освещенности. Рассмотрим пример кадра видеоизображения, регистрируемого при равномерной фоновой засветке ПЗС-матрицы камеры, в котором средний относительный уровень выходного сигнала составил $U_{\rm вых.\,cp} = 173$ о.е. График двумерного распределения относительного уровня сигнала как функции номеров строки *i* и столбца *j* фрагмента кадра размером 256×256 приведен на рис. 7.9. Гистограмма распределения относительных значений яркости пикселей в пределах всего кадра приведена на рис. 7.10. Видно, что при достаточно равномерной засветке в пределах кадра имеется и шумовая компонента. Из рис. 7.11 следует, что закон распределения данной компоненты близок к гауссову. Проведенный анализ автокорреляционной функции фрагмента кадра показал, что значения сигнала в пространственно-разнесенных элементах изображения при равномерной засветке являются практически некоррелированными.



Рис. 7.10. Гистограмма распределения относительных уровней сигнала в пределах кадра



Рис. 7.11. Гистограмма распределения относительных уровней сигнала в сравнении с гистограммой нормального распределения: столбики — гистограмма сигнала; пунктир — гистограмма нормального распределения

Рассмотрим пример кадра видеоизображения, регистрируемого в случае слабой фоновой засветки ПЗС-матрицы камеры, когда средний



Рис. 7.12. График двумерного распределения относительного уровня сигнала по фрагменту кадра при малой освещенности

относительный уровень выходного сигнала составил $U_{\text{вых. ср}} = 8,6$ о.е. График двумерного распределения относительного уровня сигнала для фрагмента кадра размером 256×256 пикселей приведен на рис. 7.12. Видно, что при данном уровне освещенности и 8-разрядном режиме работы АЦП камеры заметный вклад в шумовую компоненту вносят шумы квантования.

На характеристики зарегистрированного изображения оказывают влияние не только шумы различной природы (дробовый шум процесса фоторегистрации, шум термогенерации ПЗС, шум квантования АЦП), но

и наводки электронной схемы управления видеокамерой. Поскольку основными источниками наводок являются импульсные периодические сигналы строчной и кадровой разверток, наиболее просто можно оценивать уровень этих наводок в спектральной области. График модуля двумерного пространственного спектра фрагмента кадра, полученного при рабочей освещенности, изображен на рис. 7.13. На графике четко видны отдельные гармоники, выделяющиеся своей амплитудой на фоне равномерного уровня шумовых спектральных составляющих и имеющие частоты, кратные частотам строчной и кадровой развертки. Эксперименты показали также, что с уменьшением уровня освещенности относительный вклад отдельных гармонических составляющих пространственного спектра в формирование выходного сигнала заметно возрастает. Наиболее явно гармонический состав пространственного спектра наводок электронной схемы можно увидеть при анализе кадра изображения, полученного в темновом режиме, когда дробовые шумы сигнала отсутствуют. Исследование пространственного спектра выходного сигнала камеры для данного режима, показало, что в нем присутствуют упорядоченно расположенные гармоники пространственного спектра, частоты которых связаны с частотами строчной и кадровой разверток камеры.

Важными характеристиками оптико-электронной системы регистрации являются обеспечиваемые ею разрешающая способность и погреш-

ность оценки сдвига элементов получаемых изображений. В качестве меры разрешающей способности такой системы можно использовать либо непосредственно величину минимального отрезка ΔL между разрешаемыми линиями на изображении, либо обратную ей величину, определяющую число разрешаемых линий на 1 мм. Оценка характеристик разрешения видеосистемы регистрации «Видеоскан-285/Б-USB» с объективом AVENIR SE5018, имеющим фокусное расстояние 50 мм и размер относительного отверстия от 1:1,8 до 1:16, была проведена экспериментально с использованием оптических мир [6]. Испытатель-



Рис. 7.13. Модуль двумерного пространственного спектра фрагмента кадра

ная мира представляет собой прозрачную пластину с нанесенной на ней квадратной таблицей, состоящей из 25 элементов (больших квадратов), отличающихся периодом нанесения штрихов (рис. 7.14). Основные характеристики испытательных мир приведены в табл. 7.4. Каждая мира характеризуется базой *B* — расстоянием, заданным с большой точностью между двумя рисками, нанесенными по краям миры (рис. 7.14).



Рис. 7.14. Изображения элементов миры: *а*) полное изображение миры; *б*) увеличенное изображение элементов

Число штрихов на 1 мм R_I для элемента миры с номером I задается через ее базу B по формуле:

$$R_I = \frac{60}{B}k_I,\tag{7.1}$$

где $k_I = (1,06)^{I-1}$.

Значения k_I приведены в табл. 7.5. Используя (7.1) и табл. 7.4 и 7.5, можно определить величину R_I для всех элементов любой миры. При проведении экспериментов оценивались: разрешение штрихов элементов миры, период штрихов на изображении, коэффициент увеличения оптической схемы, значения сдвигов миры по горизонтальной оси (оси Y), вносимых в ходе экспериментов.

Номер	База	Число штрихов на 1 мм				
миры	миры, мм	наибольшее (элемент №25)	наименьшее (элемент №1)			
1	1,2	200	50			
2	2,4	100	25			
3	4,8	50	12,5			
4	9,6	25	6,5			
5	19,2	12,5	3,1			

Таблица 7.4. Характеристики мир

Таблица 7.5. Значения k_I для различных I

Ι	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
k_I	1	1,06	1,12	1,19	1,26	1,34	1,42	1,51	1,6	1,7	1,8	1,9	2,01
Ι	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	
k_I	2,13	2,26	2,4	2,54	2,59	2,85	3,02	3,20	3,4	3,6	3,8	4,0	

Оценка разрешающей способности, проведенная по критерию Рэлея, показала, что в исследуемой оптической схеме при расстоянии от объектива до миры s = 25 см предельным является число линий на мм (в плоскости предмета), соответствующее элементу № 25 миры 5, т. е. $R_{25} = 12,5$. При этом минимально разрешаемый период штриховой миры равен 80 мкм. Данная оценка позволяет сделать вывод, что в рассматриваемой оптической системе минимальное смещение элемента рефрактограммы, которое можно измерить, составляет также около 80 мкм.

Оценка периода штрихов на изображении элемента миры проводилась спектральным методом. Рассчитанные значения периодов штрихов элементов миры, измеренные средние значения периодов штрихов на изображениях элементов миры и найденные в итоге значения коэффициента увеличения оптической системы приведены в табл. 7.6.

Номер элемента	11	16	21	25
Расчетное значение периода				
штрихов элемента миры, мкм	178	133	100	80
Измеренное значение периода				
штрихов на изображении				
элемента миры, мкм	45,5	34,1	24,5	19,9
Оценка коэффициента увеличения β	0,256	0,255	0,245	0,249

Таблица 7.6. Значения периодов штрихов и коэффициента увеличения

Оценка коэффициента увеличения оптической системы Γ , найденная по результатам измерения расстояния от объектива до миры (s = 25 см), дает при фокусном расстоянии объектива f = 50 мм величину $\Gamma \approx 0.25$. Данное значение является приближенным в связи с отсутствием данных о точной координате передней главной плоскости объектива видеокамеры. Тем не менее, результаты оценок коэффициента увеличения достаточно близки друг к другу (относительное СКО составляет всего 1,8%) и приближенно соответствуют расчетному значению.

Для оценки погрешностей измерения пространственных сдвигов элементов рефрактограмм были проведены эксперименты по измерению сдвигов миры, вносимых при помощи микрометрической платформы. Алгоритм обработки состоял в оценке сдвига изображения малого квадрата миры по разности фаз первых гармоник фурье-спектра усредненного по оси X одномерного пространственного распределения интенсивности исходного и сдвинутого кадров. Расчет сдвига миры проводился с использованием приведенных в табл. 7.6 значений коэффициента увеличения. Результаты экспериментов приведены в табл. 7.7.

Вносимое смещение, мкм	50				500			
Номер элемента миры	11	16	21	25	11	16	21	25
Оценка смещения изображения, мкм	11,8	12,2	11,9	12,2	122	122	121	123
Оценка смещения миры, мкм	46,3	47,7	48,5	48,9	477	478	495	495

Таблица 7.7. Результаты измерений смещения миры

Анализ результатов показывает, что оценки смещения изображения, полученные в результате обработки различных его элементов, отличаются менее чем на 1 %, что свидетельствует о малости случайной составляющей погрешности измерений. Систематическая составляющая погрешности оценки смещения миры при измерениях на элементах $N \ge N \ge 21$, 25 равна 5 мкм, что также составляет около 1 %. Следует отметить, что данное значение погрешности оказывается существенно меньшим, чем найденная выше оценка разрешающей способности R = 80 мкм, ограничивающая точность измерения смещения элемента рефрактограммы. Приведенные результаты не противоречат друг другу, поскольку измерение смещения миры проводилось путем обработки не одиночного штриха изображения, а нескольких пространственнопериодических штрихов, входящих в состав одного элемента (малого квадрата) миры.

Проведенное экспериментальное исследование оптико-электронной системы цифровой регистрации рефрактограмм на базе матричной ПЗС-видеокамеры «Видеоскан-285/Б-USB» с объективом AVENIR SE5018 позволяет сделать ряд выводов.

1. Регистрация оптического излучения с регулируемой освещенностью позволяют оценить диапазон линейности светосигнальной характеристики камеры и правильно выбрать значения ее коэффициента усиления и времени экспозиции.

2. Зависимости среднего значения и СКО шума на выходе ПЗСкамеры в темновом режиме работы от времени экспозиции при больших временах экспозиции имеют линейный характер; это подтверждает вывод о том, что в этом режиме шум термогенерации оказывается наиболее существенным, а относительный уровень электрических наводок от работы электронной схемы уменьшается и их влияние на результирующее СКО ослабевает.

 Если освещенность объекта наблюдения велика и, соответственно, время экспозиции мало, основной вклад в шумовую составляющую выходного сигнала вносят дробовые шумы регистрируемого оптического излучения; при этом дисперсия выходного сигнала камеры пропорциональна освещенности объекта.

4. При равномерной по площади и стационарной освещенности объекта наблюдения закон распределения уровня выходного сигнала камеры (усреднение по пикселям изображения без учета квантования по уровню) близок к гауссову, а двумерная пространственная автокорреляционная функция сигнала имеет ярко выраженный пик в области малых сдвигов.

5. При слабой освещенности и небольшом времени экспозиции относительный вклад отдельных гармонических составляющих пространственного спектра в формирование выходного сигнала камеры, являющийся следствием влияния наводок электронной схемы, оказывается существенным и проявляется в виде пространственно-периодической модуляции уровня АКФ сигнала; пространственно-временные и спектральные характеристики наводок электронной схемы зависят от режима работы камеры (однократный или непрерывный ввод, частота кадров, время экспозиции, наличие или отсутствие бининга и др.), вида используемого аппаратного интерфейса связи камеры с ЭВМ, степени экранировки и длины подводящего кабеля, особенностей электронной схемы управления камерой и конструкции электронного блока; для эффективной фильтрации наводок электронной схемы необходим предварительный анализ их характеристик для конкретного экземпляра камеры в рабочем режиме. 6. При малой освещенности и использовании АЦП камеры в 8-разрядном режиме работы заметный вклад в шумовую компоненту выходного сигнала вносят шумы квантования.

7. Разработанная методика оценки разрешающей способности оптико-электронной системы регистрации и погрешности оценки сдвига элемента изображения при помощи оптических мир позволяет установить, что для данной системы регистрации значения минимального расстояния между разрешаемыми элементами тестовых изображений и погрешность оценки сдвига оказываются меньше, чем ожидаемые пространственные изменения рефрактограмм; это позволяет сделать вывод о возможности практического использования данной системы в лазерной рефрактографии.

8. Приведенные оценки параметров законов распределения, энергетических спектров и корреляционных функций процессов на выходе системы регистрации, а также оценки разрешающей способности и погрешности измерений смещения миры позволяют приближенно определить ожидаемые погрешности измерений характеристик регистрируемых рефрактограмм, а также предложить алгоритмы обработки, повышающие точность таких оценок.

 Разработанная методика исследования характеристик ПЗС-видеокамер может быть применена при анализе и других цифровых систем регистрации изображений.

7.3. Цифровые модели рефрактограмм

Лазерная рефрактограмма представляет собой двумерное пространственное распределение освещенности, возникающее на матовом экране при падении на него структурированного лазерного излучения, прошедшего через исследуемую среду. Наиболее простой и адекватной большинству практических применений моделью невозмущенного средой распределения освещенности является эффективное сечение астигматического лазерного пучка («лазерной плоскости») плоскостью экрана, представляющее собой область, ограниченную эллипсом с существенно отличающимися размерами полуосей. Изображение освещенного экрана регистрируется при помощи описанных выше аппаратных средств.

Обработка рефрактограмм состоит в определении разности пространственных координат различных элементов двумерного распределения освещенности в плоскости экрана в отсутствие исследуемой среды и при ее наличии. Пространственные изменения распределения освещенности содержат информацию о физических параметрах среды.

В предыдущих разделах (гл. 4–6) были приведены примеры рефрактограмм, полученных в результате расчетов по математическим моделям и экспериментально. Расчеты, проведенные в геометрооптическом приближении, позволили получить картины искажений математической модели бесконечно «тонкой» лазерной плоскости, неискаженный след которой на экране представляет собой отрезок прямой. Анализ результатов экспериментов позволяет сделать выводы об особенностях процесса формирования реальных рефрактограмм, которые не учитывались в расчетных моделях.

Физически реализуемая лазерная плоскость всегда имеет конечную ширину, плотность мощности лазерного излучения распределена в пространстве по определенному закону и подвержена случайным флуктуациям. При регистрации лазерной плоскости с помощью цифровых видеокамер возникают дополнительные шумы. Эти факторы должны быть учтены при выборе математических моделей типовых рефрактограмм, которые необходимы для сравнения теоретических и экспериментальных результатов, а также для разработки и тестирования алгоритмов обработки, которые рассматриваются далее в гл. 8.

Численные модели рефрактограмм были реализованы в программном пакете MATLAB. При создании моделей предполагалось, что в качестве устройства регистрации используется матричный фотоприемник на ПЗС, основные характеристики которого были рассмотрены выше. В качестве параметров модели выбраны:

- количество пикселей в матрице ПЗС по горизонтали M и вертикали N;
- параметры темнового тока фотокамеры;
- разрядность АЦП фотокамеры (8, 10 или 12 бит);
- физический размер ячейки по оси $X l_x$; размер ячейки по оси $Y l_y$.

В модели было принято, что зазоры между ячейками являются пренебрежимо малыми, а сами ячейки имеют одинаковые геометрические размеры по строкам и столбцам. Предполагалось, что рассматриваемая матрица ПЗС имеет линейную светосигнальную характеристику, и полезный выходной сигнал пропорционален освещенности соответствующего пикселя матрицы. Суммарная освещенность каждого пикселя была определена как сумма полезной составляющей, шумовой компоненты и фона. Темновой ток ПЗС матрицы, вызванный термогенерацией зарядов за время экспозиции кадра, описывался нормальным распределением с заданными параметрами — математическим ожиданием и дисперсией. Матрица шумовой компоненты *n* была сформирована при помощи генератора случайных чисел с нормальным распределением и заданными значениями математического ожидания и дисперсии. Фон в модели для простоты был задан в предположении постоянного уровня освещенности всей матрицы. Таким образом, относительный уровень сигнала каждого пикселя, соответствующий яркости элементов регистрируемого изображения U_{i,j}, был определен следующим образом:

$$U_{i,j} = g\{H_{i,j} + n_{i,j} + C\}, \quad H_{i,j} \sim F(x_i, y_j), \tag{7.2}$$

где i — номер строки изображения; j — номер столбца изображения; x, y — пространственные декартовы координаты; $F(x_i, y_j)$ — освещенность ячейки ПЗС-матрицы в позиции $i, j; H_{i,j}$ — полезный

сигнал; $n_{i,j}$ — составляющая шума; C — уровень фона; g — оператор квантования сигнала по уровню.

При регистрации рефрактограмм с использованием цифровой фотокамеры проводится пространственная дискретизация изображения и запись двумерного массива отсчетов, полученных путем интегрирования освещенности по площади соответствующей фоточувствительной ячейки матрицы в течение времени экспозиции. Таким образом, рефрактографическое изображение представляется матрицей чисел размером $M \times N$, где значение каждого элемента отвечает определенному уровню квантования его энергетической характеристики — освещенности (пиксельная система координат) [7].

В численной модели освещенность каждого пикселя изображения была представлена целыми 16-разрядными числами. Изображение могло быть сохранено на жестком диске в формате .tif, допускающем глубину изменения освещенности пикселя до 16 бит.

Пусть непрерывное распределение освещенности в плоскости регистрации равно F(x, y), а центр фотоприемной матрицы совпадает с оптической осью системы. В этом случае уровень видеосигнала, задающего яркость пикселя изображения с номером (i, j), i = 0...N - 1, j = 0...M - 1, определяется соотношением:

$$U_{i,j} = k \cdot T_{\mathfrak{I}} \int_{\xi_i - 0.5l_x}^{\xi_i + 0.5l_x} \int_{\eta_j - 0.5l_y}^{\eta_j + 0.5l_y} F(\xi, \eta) \, d\xi \, d\eta,$$

где k — нормирующий множитель; T_э — время экспозиции;

$$\xi_i = \xi_{\max} - (i+0,5)l_x; \quad \xi_{\max} = \frac{N}{2}l_x;$$

$$\eta_j = \eta_{\min} + (j+0,5)l_y; \quad \eta_{\min} = -\frac{M}{2}l_y.$$

Соотношения, задающие координаты ячеек ПЗС-матрицы, поясняются на рис. 7.15.

Наиболее простым для обработки является изображение распределения освещенности экрана в отсутствие исследуемой среды при использовании зондирующего излучения в виде лазерной плоскости. При этом двумерное распределение освещенности в плоскости ПЗС-матрицы может быть описано моделью сечения астигматического гауссова пучка с размерами $w_x \gg w_y$:

$$F(x,y) = F_0 \exp\left[-\frac{(x_{0n} - x_n)^2}{w_x^2}\right] \exp\left[-\frac{(y_{0n} - y_n)^2}{w_y^2}\right],$$

$$x_n = x\cos\alpha + y\sin\alpha, \qquad y_n = -x\sin\alpha + y\cos\alpha,$$

$$x_{0n} = x_0\cos\alpha + y_0\sin\alpha, \qquad y_{0n} = -x_0\sin\alpha + y_0\cos\alpha,$$
(7.3)



Рис. 7.15. Координаты элементов ПЗС-матрицы



Рис. 7.16. Взаимное расположение систем координат и матрицы ПЗС

где F_0 — освещенность в центре сечения пучка; x_0 , y_0 — координаты центра сечения пучка в координатной системе x, y; x_{0n} , y_{0n} — координаты центра сечения пучка в координатной системе x_n, y_n ; w_x и w_y — размеры сечения пучка; α — угол наклона изображения лазерной плоскости к оси x; x, y, x_n , y_n — координаты в координатных системах, выбранные относительно матрицы ПЗС так, как показано на рис. 7.16. Переход к новым координатам x_n , y_n необходим для моделирования поворота лазерной плоскости на угол α .

Плотность мощности F_0 в центре сечения пучка связана с мощностью лазера P соотношением [8]:

$$F_0 = \frac{2P}{\pi \cdot w_x \cdot w_y}.\tag{7.4}$$

Таким образом, в качестве параметров модели полезного сигнала могут быть выбраны:

- x_0, y_0 координаты центра сечения пучка;
- w_x и w_y размеры сечения пучка вдоль осей ox и oy соответственно;
- *α* угол наклона лазерной плоскости к оси *x*;
- А значение полезного сигнала в центре сечения гауссова пучка, пропорциональное освещенности F₀, времени экспозиции и площади фоточувствительной ячейки.

Соотношения (7.2)–(7.4) определяют параметрическую модель рефрактограммы в отсутствие исследуемой среды при использовании зондирующего излучения в виде лазерной плоскости. Модель учитывает параметры лазерного пучка и характеристики цифровой системы регистрации. Влияние среды будет заключаться в изменениях одного или нескольких параметров данной модели, которые подлежат определе-



Рис. 7.17. Модели изображений лазерной плоскости с разными углами наклона: *a*) отрицательное значение угла наклона; *б*) положительное значение угла наклона

нию при обработке модельных или экспериментальных рефрактограмм. Примеры моделей изображений, получаемых при освещении экрана лазерной плоскостью, представлены на рис. 7.17. На рис. 7.18 показано двумерное пространственное распределение яркости на изображении рефрактограммы.

В ряде случаев может быть построена параметрическая модель рефрактограммы среды с радиально-симметричным распределением по-

казателя преломления при зондировании этой среды лазерной плоскостью. Примерами являются рефракционные картины, полученные экспериментально при прохождении лазерной плоскости под остывающим в воде шаром (см. гл. 6). Для описания данной модели удобно ввести понятие средней линии распределения освещенности экрана, понимая под ней воображаемую кривую, образован-



Рис. 7.18. Модель изображения лазерной плоскости в изометрии

ную пересечением бесконечно тонкой лазерной плоскости, прошедшей исследуемую среду, и плоскости экрана. При некоторых условиях такая линия в области рефракции может быть приближенно аппроксимирована в собственной декартовой системе координат эллипсом с параметрами: a и b — размеры полуосей эллипса; x_0 и y_0 — координаты центра эллипса, φ — угол наклона большой полуоси эллипса к оси абсцисс. Положение системы координат в плоскости экрана определяется расстоянием y от начала координат до прямой, проходящей через невозмущенные участки следа.

Однако построение параметрических моделей распределения освещенности экрана, несущих информацию о степени и характере неоднородностей исследуемой оптически-прозрачной среды, удается выполнить не всегда. Часто рефрактограмма имеет сложную форму, которую затруднительно описать аналитически. В этих случаях расчетные лазерные рефрактограммы могут быть представлены своими численными моделями, а их сравнение с результатами эксперимента следует проводить одним из общепринятых методов оценки погрешностей аппроксимации (метод наименьших квадратов, метод наименьших модулей и т.д.) [9].

7.4. Методы цифровой обработки рефрактограмм

7.4.1. Методы параметрического оценивания. Методы параметрического оценивания предполагают аппроксимацию обрабатываемой экспериментальной зависимости аналитической моделью, содержащей набор информационных и сопутствующих параметров. Оценка параметров модели проводится по одному из выбранных критериев.



Рис. 7.19. Рабочее окно программы определения параметров эллиптической модели лазерной рефрактограммы

Рабочее окно программы, позволяющей проводить аппроксимацию экспериментальных рефрактографических изображений эллиптической моделью, приведено на рис. 7.19. Аппроксимация может быть осуществлена путем ручного либо автоматического выбора параметров модели, наиболее близко описывающей среднюю линию обрабатываемого экспериментального распределения освещенности. Автоматическое определение параметров модели проводится методом перебора по критерию максимума суммы освещенностей пикселей сглаженного экспериментального изображения, пространственные координаты которых совпадают с координатами точек эллиптической модели.

Дополнительной функцией программы является построение графиков распределения освещенности в выбранном столбце ПЗС-матрицы (вдоль оси x) или распределения, усредненного по нескольким столбцам, а также оценка параметров гауссовой модели выбранного распределения. При этом обрабатываются экспериментальные рефрактограммы красного, зеленого и синего цветов, а также черно-белые изображения с различным числом градаций серого. Внешний вид окна дополнительных функций программы показан на рис. 7.20. Выбор

обрабатываемого цвета проводится с помощью окна, расположенного слева под гистограммой распределения. Справа от него находится поле ввода, с помощью которого можно приближенно оценить уровни сигнала и шума в выбранном столбце изображения. В правой части окна размещены кнопки управления и окно вывода результатов оценки параметров гауссовой модели распределения освещенности: X_0 , I_0 и σ , где X_0 — номер строки центра



Рис. 7.20. Внешний вид окна оценки параметров распределения освещенности

распределения, I_0 — амплитуда, σ — ширина распределения по уровню I_0/e . В приведенном на рис. 7.20 примере центр гауссова распределения находится в строке $X_0 = 83$, имеет относительный уровень освещенности в максимуме $I_0 = 142$ и эффективную ширину распределения $\sigma = 5$.

Аналогичным гауссовым распределением может быть аппроксимировано изображение распределения освещенности экрана при отсутствии среды, искажающей форму лазерной плоскости. Путем обработки данного изображения можно определить параметры модели: угол наклона лазерной плоскости α к оси абсцисс и координаты ее центра x_0, y_0 .

Для оценки указанных параметров можно также использовать алгоритм, основанный на методе взвешивания [9]. Суть метода заключается во «взвешивании» дискретного сигнала в каждом из столбцов изображения внутри окна заданного размера в окрестности точки максимума освещенности экрана астигматическим лазерным пучком. Уточненные координаты локальных максимумов используются при оценке параметров прямой, аппроксимирующей лазерную плоскость, — угла наклона α и координат центра гауссова пучка x_0 , y_0 методом минимума среднего квадратичного отклонения [10].

Координаты центра лазерной плоскости в каждом столбце изображения определяются из соотношений:

$$\xi_{j} = \frac{\sum_{i=q-r/2}^{q+r/2} \sum_{v=j}^{j+s} ivU_{i,v}}{\sum_{i=q-r/2}^{q+r/2} \sum_{v=j}^{j+s} vU_{i,v}}; \qquad \zeta_{j} = \frac{\sum_{i=q-r/2}^{q+r/2} \sum_{v=j}^{j+s} ivU_{i,v}}{\sum_{v=j}^{j+s} \sum_{i=q-r/2}^{q+r/2} iU_{i,v}}, \tag{7.5}$$
где $U_{i,j}$ — уровень освещенности пикселя с номером i, j; q — номер строки, в которой расположен элемент изображения $U_{q,j}$, имеющий максимальное значение освещенности в пределах j-го столбца; $r \times s$ — размеры окна взвешивания. Точки с координатами ξ_j и ζ_j , где $j = 1 \dots (M - s)$ используются для оценки параметров прямой линии p_1 и p_2 , с помощью которой можно аппроксимировать лазерную плоскость:

$$\xi = p_1 \cdot \zeta + p_2,$$

$$p_1 = \frac{(M-s) \sum_{j=1}^{M-s} (\xi_j \cdot \zeta_j) - \sum_{j=1}^{M-s} \xi_j \cdot \sum_{j=1}^{M-s} \zeta_j}{(M-s) \sum_{j=1}^{M-s} \zeta_j^2 - \left(\sum_{j=1}^{M-s} \zeta_j\right)^2},$$

$$p_2 = \frac{1}{(M-s)} \left(\sum_{j=1}^{M-s} \xi_j - p_1 \sum_{j=1}^{M-s} \zeta_j\right).$$
(7.6)

Для оценки параметров p_1 и p_2 используется метод минимума среднего квадратичного отклонения [10]. С использованием полученных оценок параметров прямой линии определяется оценка параметров лазерной плоскости \hat{x}_0 и $\hat{\alpha}$:

$$\widehat{\alpha} = \operatorname{arctg}(p_1),$$

$$\widehat{x}_0 = p_2 - \operatorname{tg}(\widehat{\alpha}) \cdot y_0,$$
(7.7)

где *y*₀ — вторая координата центра гауссова пучка.

Рассмотренный алгоритм позволяет оценить параметры лазерной плоскости, имеющей наклон к оси x в диапазоне $\alpha = -45^{\circ} - +45^{\circ}$. Дополнение алгоритма функцией определения направления сканирования изображения позволяет обрабатывать изображения экрана, освещенного лазерной плоскостью, имеющей наклон, больший 45°.



Рис. 7.21. Окно вывода результатов анализа погрешностей оценки параметров рефрактограммы

Описанная выше модель рефрактограммы, возникающей при освещении матового экрана лазерной плоскостью, была использована в программе, написанной на языке технических вычислений MATLAB [11].

При запуске программы выбираются параметры модели: математическое ожидание и дисперсия шума; размер изображения в пикселях; размеры пучка w_x и w_y ; координаты центра пучка x_0 , y_0 (в пикселях); угол наклона пучка α ; освещенность, создаваемая пучком в центре A (в относительных единицах — уровнях серого); количество моделируемых изображений с данными параметрами. Программа может обрабатывать как модельные, так и экспериментальные изображения, вводимые из внешнего файла. При обработке выбираются размеры окна для алгоритма взвешивания и зависимость, которую пользователь хочет рассчитать для заданных в главном меню параметров изображения. Пример вывода на экран выбранной пользователем зависимости представлен на рис. 7.21.

7.4.2. Анализ погрешностей алгоритма взвешивания. Приведем некоторые результаты анализа погрешностей определения параметров рефрактограммы, полученной при освещении экрана лазерной плоскостью. Средние квадратичные отклонения оценок координаты центра рефрактограммы и угла ее наклона определяются соотношениями [12]:

$$\sigma[\widehat{x}_0] = \sqrt{\widehat{x}_0^2 - (\widehat{x}_0)^2}, \quad \sigma[\widehat{\alpha}] = \sqrt{\widehat{\alpha}^2 - (\widehat{\alpha})^2}, \quad (7.8)$$

где $\overline{()}$ — операция вычисления математического ожидания. В качестве оценки математического ожидания было использовано выборочное среднее μ по m = 30 независимым модельным экспериментам:

$$\mu(x_0) = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (\widehat{x}_0)_i, \quad \mu(\alpha) = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m (\widehat{\alpha})_i.$$
(7.9)

Систематические погрешности оценок определялись соотношениями [12]:

$$b\left[\widehat{x}_{0}\right] = \mu\left(\widehat{x}_{0}\right) - x_{0}, \quad b\left[\widehat{\alpha}\right] = \mu\left(\widehat{\alpha}\right) - \alpha.$$
(7.10)

Изменяя параметры модели, можно исследовать погрешности оценки ее параметров.

В табл. 7.8 приведены систематические погрешности оценок координаты центра и угла наклона рефрактограммы для следующих параметров модели: A = 240 о.е. (уровней серого); $\alpha = 30^{\circ}$; $w_y = 2000$ пикс, $w_x = 4$ пикс, СКО шума — 4 о.е., яркость фона C = 0, размер окна r = 8 пикс.

Из данных табл. 7.8 видно, что для регистрации рефрактограмм целесообразно использовать ПЗС с большим числом пикселей.

Для автоматической обработки рефрактограмм сложной формы (содержащих петли или изгибы) часто требуется разбивать полный кадр на области меньшего размера. Поэтому представляет практический

Число элементов изображения	32×32	64×64	128×128	256×256	512×512	1024×1024
Координаты центра, пикс.	$x_0 = 16;$ $y_0 = 16$	$x_0 = 32;$ $y_0 = 32$	$x_0 = 64;$ $y_0 = 64$	$x_0 = 128;$ $y_0 = 128$	$x_0 = 256;$ $y_0 = 256$	$x_0 = 512;$ $y_0 = 512$
<i>b</i> [<i>x</i> ₀], пикс.	0,247	0,218	0,013	< 0,001	< 0,001	< 0,001
$b[\alpha]$, град	0,243	0,022	0,008	< 0,001	< 0,001	< 0,001

Таблица 7.8. Систематические погрешности оценки координаты центра и угла наклона рефрактограммы для лазерной плоскости

интерес анализ влияния размера такой области на погрешности оценок параметров рефрактограммы.

Исследование зависимости смещения оценки координаты x_0 от угла наклона для значений параметров модели: M = 1024 пикс., N = 1024 пикс., $w_y = 2000$ пикс., $w_x = 2$ пикс., A = 240 о.е., фон отсутствует C = 0, размер окна — 4 пикс. при отсутствии шума (методическая погрешность) показало, что при увеличении абсолютного значения угла наклона лазерной плоскости смещения не превышает сотых долей пикселя, на основании чего можно сделать вывод, что методической погрешностью оценки координаты можно пренебречь даже в случае малых размеров окна наблюдения. Смещение оценки угла наклона α в широком диапазоне углов для тех же параметров модели оказывается также пренебрежимо малым и составляет величину порядка 10^{-3} град.

Полученные с использованием данных моделей методические составляющие погрешностей оценки параметров являются ничтожно малыми, поскольку не учитывают шумы, присутствующие на реальных рефрактограммах. На рис. 7.22 и 7.23 приведены зависимости



Рис. 7.22. Зависимость статистических характеристик оценки координаты \widehat{x}_0 от угла наклона α : размер области 32 × 32, 1 — смещение оценки; 2 — СКО оценки



Рис. 7.23. Зависимость статистических характеристик оценки угла наклона $\widehat{\alpha}$ от величины угла: размер области 32×32 , 1 — смещение оценки; 2 — СКО оценки



Рис. 7.24. Зависимость статистических характеристик оценки координаты \widehat{x}_0 от угла наклона α : размер области 256 \times 256, 1-смещение оценки; 2-СКО оценки

характеристик оценок \widehat{x}_0 и $\widehat{\alpha}$ от угла наклона рефрактограммы для модели, учитывающей действие шума: M = 32 пикс, N = 32 пикс, $w_y = 2000$ пикс, $w_x = 4$ пикс, A = 240 о.е., СКО шума — 4 о.е., фон отсутствует C = 0, размер окна — 8 пикселей. Из рис. 7.22 видно, что смещение оценки координаты центра достигает в этом случае уже десятых долей пикселя и при увеличении угла наклона возрастает. Аналогично ведет себя и смещение оценки угла α , достигая уже единиц градусов. СКО оценок оказываются существенно меньшими.

На рис. 7.24–7.25 приведены зависимости погрешностей оценок \hat{x}_0 и $\hat{\alpha}$ от угла наклона при увеличенных размерах кадра: M = 256 пикс., N = 256 пикс.; $w_y = 2000$ пикс., $w_x = 4$ пикс., A = 240 о.е., СКО шума — 4 о.е., фон отсутствует C = 0, размер окна — 8 пикс. Сравнение приведенных на рисунках графиков с графиками рис. 7.22–7.23 показывает, что погрешности уменьшаются с увеличением размеров



Рис. 7.25. Зависимость статистических характеристик оценки угла наклона $\widehat{\alpha}$ от величины угла: размер области 256 × 256, 1 — смещение оценки; 2 — СКО оценки



Рис. 7.26. Зависимость статистических характеристик оценки координаты \hat{x}_0 от размера гауссова пучка w_x : 1 - СКО оценки; 2 - смещение оценки

кадра. В то же время, вследствие краевых эффектов смещение оценок возрастает при углах, больших 40° и меньших -40° .

Практически важными оказываются зависимости оценок вычисляемых параметров от размеров w_y и w_x , когда в модели фиксируется мощность излучения лазера P, а параметр изображения A становится зависимой величиной, определяемой в соответствии с (7.4). Результаты исследования зависимости статистических характеристик погрешности оценки координаты \hat{x}_0 от размера гауссова пучка w_x при M = 256 пикс., N = 256 пикс.; $x_0 = 128$ пикс., $y_0 = 128$ пикс.; $w_y = 2000$ пикс., $\alpha = 0^\circ$; СКО шума — 4 о.е., уровень фона C = 0, размер окна — w_x приведены на рис. 7.26. Видно, что при увеличении размера w_x среднеквадратичная погрешность оценки параметра x_0 незначительно увеличивается. Это связано с тем, что при увеличении размера w_x и постоянной мощности лазера, освещенность матрицы ПЗС уменьшается, что ведет к уменьшению отношения сигнал-шум на рефрактограмме.



Рис. 7.27. Зависимость статистических характеристик оценки координаты \hat{x}_0 от размера гауссова пучка w_y : 1 — СКО оценки; 2 — смещение оценки

На рис. 7.27 представлены зависимости статистических характеристик погрешности оценки параметра x_0 от размера w_y . Мощность излучения лазера P постоянна, а параметр изображения A рассчитывается в соответствии с (7.4). Остальные параметры модели: M = 1024 пикс., N = 1024 пикс.; $x_0 = 512$ пикс., $y_0 = 512$ пикс.; $w_x = 2$ пикс., $\alpha = 0^\circ$; СКО шума — 2 о.е., освещенность фона C = 7 о.е., размер окна алгоритма — w_x . Из рис. 7.27 видно, что при увеличении размера w_y погрешность оценки параметра x_0 уменьшается незначительно. Больший вклад в общую погрешность вносит случайная составляющая.

Таким образом, исследование статистических характеристик погрешностей алгоритма обработки по методу взвешивания модели рефрактограммы для астигматического лазерного пучка позволяет сделать следующие выводы.

1. При регистрации рефрактограмм целесообразно использовать матричные фотоприемники с большим числом пикселей (более 512 × 512).

2. Для уменьшения смещения оценок параметров x_0 и α целесообразно уменьшать угол наклона α и размер w_x гауссова пучка на начальном этапе при установке источника и приемника зондирующего излучения.

3. Размер w_y по сравнению с размером w_x гауссова пучка на погрешность оценки параметров влияет меньше; для разных размеров ПЗС-матриц существует диапазон значений w_y , при котором погрешность вычисления параметра x_0 минимальна; для M = 1024, N = 1024значение w_y должно составлять от 800 до 1200 пикселей.

7.4.3. Численные методы анализа рефрактограмм. В ряде случаев теоретические расчеты рефрактограмм проводятся численно с использованием метода конечных элементов [13]. При этом параметрические модели рефрактограмм отсутствуют и для сравнения экспериментальных и теоретических результатов могут использоваться стандартные методы оценки отклонения функций [10, 14]. При этом теоретическая зависимость задается численно в виде массива пространственных координат точек, отображающих места пересечения геометрооптиче-

ских лучей эондирующего лазерного излучения, прошедших исследуемую среду, с матовым экраном. Результаты экспериментов в виде рефрактограмм обрабатываются при помощи специализированных алгоритмов для выделения контуров элементов изображений, линий максимумов, центров распределений и др. [15, 16]. Выбор типа выделяемой линии определяется конкретным видом рефрактограммы. Степень совпадения расчетных и экспериментальных результатов оценивается по среднему квадратическому отклонению координат точек пересечения геометрооптических лучей с плоскостью экрана и соответствующих координат точек, принадлежащих линиям, выделенным на экспериментальных изображениях.

7.5. Рекомендации по регистрации и обработке рефрактограмм

Результаты исследований системы цифровой регистрации и обработки рефрактографических изображений позволяют дать рекомендации по рациональным способам ее построения и сделать ряд выводов о практически достижимых значениях погрешностей оценки параметров рефрактограмм.

В системах лазерной рефрактографии наиболее целесообразным является использование специализированных цифровых систем регистрации и обработки, позволяющих провести регистрацию рефрактограмм и их запись в память компьютера с необходимым качеством. Примером такой системы может являться рассмотренная в данной главе цифровая система «Видеоскан-285/Б-USB». Анализ характеристик системы позволяет сделать вывод о важности правильного выбора режимов работы видеокамеры, а именно, работы в линейной области светосигнальной характеристики и оптимального соотношения между усилением камеры и временем экспозиции. Следует провести предварительный расчет требуемой мощности зондирующего лазерного излучения, который определяется из условия минимально допустимой освещенности экрана. Мощность лазера выбирается из условия, чтобы отношение сигнал-шум на обрабатываемой рефрактограмме было не меньше заданного значения, определяемого требуемой точностью оценки параметров рефрактограммы. Статистические характеристики шума в обрабатываемом изображении могут быть приближенно оценены по методике, приведенной в разд. 7.2. На основании априорных сведений о характеристиках шума можно принять решение о необходимости учета дробовых шумов регистрируемого излучения, шумов квантования, термогенерации и наводок электронной схемы, а также провести выбор оптимального алгоритма оценки параметров рефрактограммы.

Изложенная в настоящей главе методика оценки разрешающей способности системы регистрации и погрешности оценки сдвига элемента рефрактограмы при помощи оптических мир позволяет провести правильный выбор типа используемого объектива и других параметров оптической схемы лазерного рефрактографа для достижения требуемой точности и разрешающей способности метода лазерной рефрактографии.

Анализ представленных результатов разработки и компьютерного моделирования алгоритмов параметрического оценивания лазерных рефрактограмм показывает, что представленные алгоритмы и программы могут быть использованы для оценки параметров моделей рефрактограмм для лазерной плоскости как в отсутствие оптически-неоднородной среды, так и при ее наличии. Исследование характеристик алгоритма обработки по методу взвешивания позволяет сделать выводы о целесообразности использования ПЗС матриц с большим числом пикселей, уменьшения регистрируемых углов наклона лазерной плоскости путем правильного выбора начальной установки регистрирующей аппаратуры, оптимизации формы и размеров создаваемого лазерной плоскостью распределения освещенности экрана. В случае исследования сред с радиально-симметричным распределением показателя преломления представляется целесообразным использовать эллиптическую модель искаженного изображения лазерной плоскости, параметры которой в удобной и компактной форме позволяют отобразить информацию о степени и характере оптической неоднородности среды.

В случае, когда теоретический расчет рефрактограммы проводятся численно с использованием метода конечных элементов, степень совпадения расчетных и экспериментальных результатов оценивается по среднему квадратическому отклонению координат точек пересечения геометрооптических лучей с плоскостью экрана и соответствующих координат точек, принадлежащих линиям того или иного типа (контурам элементов изображений, линиям максимумов, центрам распределений и др.), выделенным на экспериментальных изображениях.

Список литературы

- 1. *Неизвестный С. И., Никулин О. Ю.* Приборы с зарядовой связью основа современной телевизионной техники. Основные характеристики ПЗС // Специальная техника. 1999. № 5. С. 11–14.
- 2. Федорова Е.В., Разумов Л.А. Фоточувствительные приборы с зарядовой связью. М.: Изд-во МЭИ, 1999. 92 с.
- 3. Данн Дж. Цифровое видео. СПб.: ИД Питер, 2005. 319 с.
- 4. Милчев М. Цифровые фотоаппараты. СПб.: Питер, 2004. 205 с.
- 5. Интернет-сайт: http://videoscan.ru/
- 6. Иванов В. С., Котюк А. Ф., Либерман А. А., Овсик Я., Улановский М. Ф. Фотометрия и радиометрия оптического излучения (общий курс). Кн. 2: Измерения энергетических и пространственно-энергетических параметров и характеристик лазерного излучения (энергетическая лазерометрия). — М.: Полиграф сервис, 2000. — 215 с.

- Грузман И. С., Киричук В. С., Косых В. П., Перетягин Г. И., Спектор А. А. Цифровая обработка изображений в информационных системах: Учеб. пособие. — Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. — 168 с.
- 8. Савченко Е.В., Разумов Л.А., Ринкевичюс Б.С. Определение координат центра гауссового пучка с помощью матричного фотоприемника методом взвешивания // Измерительная техника. 2003. № 12. С. 11–14.
- 9. Савченко Е.В., Евтихиева О.А., Ринкевичюс Б.С. Определение параметров астигматического гауссова пучка в задачах лазерной градиентной рефрактометрии // Измерительная техника. 2007. № 4. С. 31–35.
- 10. Королюк В. С., Портенко Н. И., Скороход А. В., Турбин А. Ф. Справочник по теории вероятностей и математической статистике. М.: Наука, 1985.
- Рудаков П.И., Сафонов И.В. Обработка сигналов и изображений. МАТLАВ 5.х/Под общ. ред. Потемкина В.Г. — М.: ДИАЛОГ-МИФИ, 2000.
- 12. Крамер Г. Математические методы статистики. М.: Мир, 1975.
- 13. Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Лазерная рефрактография оптически неоднородных сред // Квантовая электроника. 2007. № 12. С. 57-61.
- 14. Варга Р. Функциональный анализ и теория аппроксимации в численном анализе: Пер. с англ. М.: Мир, 1974.
- Методы компьютерной обработки изображений / Под ред. В. А. Сойфера. М.: Физматлит, 2001. — 784 с.
- Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений. М.: Техносфера, 2005. — 1072 с.

Глава 8

КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ДИАГНОСТИКА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

8.1. Основные принципы количественной диагностики профиля неоднородности

Дискретный и регулярный характер СЛИ обеспечивает возможность количественной диагностики среды на основе экспериментально полученных рефрактограмм. Количественная диагностика подразумевает решение обратной задачи и заключается в определении параметров неоднородности (при задании ее параметрической модели) или восстановлении ее профиля в виде конечного набора чисел.

Диагностика неоднородностей, рассмотренных в предыдущих главах, по существу является задачей томографии, для решения которой в общем случае используется интегральное преобразование Радона [1]. В случае осесимметричных распределений преобразование Радона сводится к преобразованию Абеля, имеющему аналитическое обращение. Проблемы, возникающие при использовании интегрального уравнения Абеля, связаны с некорректностью задачи обращения, т. к. необходимо дифференцировать зашумленные экспериментальные измерения, а также преодолевать сингулярность в подынтегральной функции.

Альтернативой такому подходу может быть решение прямой задачи рефракции семейства лучей, образующих СЛИ, и расчет соответствующих рефрактограмм. Последующая компьютерная обработка экспериментальных рефрактограмм и сравнение их с расчетными рефрактограммами позволяет подобрать такой закон изменения показателя преломления, который обеспечивает совпадение расчетных и экспериментальных данных. Погрешность измерений определяется многими факторами, часть из которых была проанализирована в гл.7. Предельная точность измерений градиента показателя преломления определяется в основном дифракционными эффектами и в значительной степени может быть снижена за счет методов специальной обработки рефрактограмм (см. гл.7).

Рассмотрим последовательные этапы количественной диагностики [2] на примере анализа рефрактограмм для температурного пограничного слоя:

• регистрируется с помощью ПЗС фотокамеры 2D-рефрактограмма;

- проводится ее специальная компьютерная обработка, минимизирующая дифракционные эффекты;
- оцифрованная экспериментальная рефрактограмма сравнивается с набором библиотечных рефрактограмм, рассчитанных для данной установки и типичных профилей температурного слоя;
- на основе критерия минимизации среднеквадратичного отклонения выбирается расчетная рефрактограмма, наилучшим образом совпадающая с экспериментальной;
- в качестве экспериментально полученного температурного профиля ля выбирается профиль, соответствующий выбранной расчетной рефрактограмме.

Предлагаемый подход к решению обратной задачи восстановления поля показателя преломления в прозрачных неоднородностях позволяет избежать проблем, связанных с обращением уравнения Абеля для зашумленных экспериментальных данных. Использование метода рефрактографии позволяет проводить реконструкцию показателя преломления не только объемных неоднородностей, но и тонких пограничных слоев, причем при существенной нестационарности процесса. Кроме того, использование материальных уравнений, устанавливающих связь показателя преломления с другими параметрами среды, позволяет проводить диагностику полей физических параметров среды, влияющих на значения показателя преломления. Подробно алгоритм восстановления температурного поля рассмотрен ниже.

8.2. Алгоритм восстановления температурного поля

В данном разделе рассмотрен алгоритм последовательной реконструкции показателя преломления и температурного поля в жидкости на основе экспериментальных рефрактограмм плоского СЛИ. На рис. 8.1 представлена схема экспериментальной установки с указанными геометрическими размерами, которые используются при расчете рефракции ЛП в исследуемой неоднородности.



Рис. 8.1. 1 — полупроводниковый лазер с блоком формирования лазерной плоскости; 2 — лазерная плоскость; 3 — кювета; 4 — металлический шар; 5 — экран; 6 — видеокамера



Рис. 8.2. Иллюстрация общей структуры алгоритма реконструкции температурного поля в пограничном слое



Рис. 8.3. Алгоритм, реализуемый в модуле 1

Как уже было сказано выше, в основе метода восстановления профиля неоднородности лежит сравнение расчетных рефрактограмм ЛП при заданных параметрах установки с полученными экспериментальными рефрактограммами, которые предварительно подвергаются специальной обработке.

На рис. 8.2, иллюстрирующем описываемый алгоритм, модуль 1 соответствует операциям первичной обработки экспериментальных рефрактограмм, которые заключаются (см. рис. 8.3) в представлении полученных изображений в виде набора цифровых данных и построении рефрактограммы в среде Matcad или Matlab с последующим ее сглаживанием на основе сплайн-функций.

В модуль 2 из модуля 1 поступают оцифрованные данные f(x), причем f и x измеряются в пикселях. Для сравнения с расчетной



Рис. 8.5. Алгоритм, реализуемый в модуле 3

рефрактограммой, в которой смещение лучей как правило измеряется в мм, требуется пересчет f и x также в мм. Предварительно осуществляется фильтрация шумов в цифровых данных и коррекция оцифрованной экспериментальной рефрактограммы посредством ее смещения и поворота для обеспечения возможности совмещения с расчетной рефрактограммой. Поправки, вводимые смещением и поворотом, связаны с особенностями получения фотоизображения, выбором ракурса и т. д. На выходе модуля 2 получается обработанная экспериментальная рефрактограмма, полностью подготовленная для сравнения с расчетной (рис. 8.4).

В модуле 3 (рис. 8.5) реализуется уже непосредственно сравнение обработанной экспериментальной рефрактограммы с расчетными библиотечными рефрактограммами, полученными для заданных конкретных параметров установки, но разных моделей неоднородностей. Под библиотечными рефрактограммами здесь и далее будем понимать рефрактограммы типичных неоднородностей (см. п. 8.5). В данном случае в качестве типичной неоднородности берется сферический слой с монотонным профилем показателя преломления. Параметры типичной неоднородности выбираются таким образом, чтобы расчетная рефрактограмма наилучшим образом совпала с экспериментальной на основе критерия минимизации среднеквадратичного отклонения.



Рис. 8.6. Алгоритм, реализуемый в модуле 4

На вход модуля 4 (рис. 8.6) поступают параметры выбранной модели неоднородности, что позволяет непосредственно осуществить восстановление профиля показателя преломления или температуры в слое.

8.3. Температурный профиль сферического пограничного слоя

На рис. 8.7, а представлены экспериментальная (кривая 1) и выбранная расчетная (кривая 2) рефрактограммы, полученные при исследовании процесса конвекции в воде около поверхности горячего стального шара диаметром 50,8 мм через 40 с после его погружения



Рис. 8.7. Иллюстрация методики восстановления радиального температурного профиля в пограничном слое: а) экспериментальная (1), расчетная (2) рефрактограммы; б) экспериментальная и расчетная радиальные температурные зависимости

в воду. Перед погружением шар нагревался до температуры 90 °С. Центр ЛП расположен на расстоянии h = 0,1 мм от нижней точки шара, толщина ЛП под шаром в воде по уровню 1/e равна 37 мкм. Рефрактограмма наблюдалась на расстоянии 108 мм от центра шара. На рис. 8.7, б показана восстановленная по описанной выше методике температурная зависимость в пограничном слое, которая сравнивается с зависимостью, полученной на основе пакета прикладных программ FLUENT для расчета конвекции методом конечных объемов. Сравнение указанных результатов расчета и эксперимента обнаруживает хорошее совпадение, расхождение не превышает 10% и может быть вызвано неполным соответствием эксперименту модели, используемой для расчета в пакете прикладных программ.



Рис. 8.8. Экспериментальная (а) и обработанная (б) рефрактограммы и температурный профиль пограничного слоя (в) около охлажденного до 7°С шара в воде с температурой 65°С



Рис. 8.9. Экспериментальные и обработанные рефрактограммы и соответствующие радиальные распределения температуры в пограничном слое около остывающего в воде шара в последовательные моменты времени: *a*) 0,3 c; *б*) 1,0 c; *в*) 4,0 c; *c*) 10 c; *д*) 30 c; *e*) 60 c

Рис. 8.8 демонстрирует зарегистрированную и обработанную рефрактограмму и соответствующие радиальные распределения температуры в пограничном слое у охлажденного до 7 °C шара, помещенного в воду с температурой 65 °C.

6 О. А. Евтихиева, И. Л. Расковская, Б. С. Ринкевичюс

161

На рис. 8.9, a-e представлена серия зарегистрированных экспериментально и обработанных рефрактограмм и соответствующие им радиальные распределения температуры T(r) в пограничном слое у остывающего в воде шара (нагретого предварительно до 95 °C) в последовательные моменты времени t. Схема и параметры используемой экспериментальной установки для исследования свободной конвекции в жидкости были приведены в главе 6.

На рис. 8.10 на одном графике сведены радиальные распределения температуры в пограничном слое T(r) для разных моментов времени, соответствующих моментам регистрации рефрактограмм. На этом рисунке иллюстрируется процесс остывания шара как с точки зрения изменения температуры его поверхности (радиус шара r = 25,4 мм), так и с точки зрения качественного и количественного изменения профиля пограничного слоя с течением времени.



Рис. 8.10. Изменение температуры в пограничном слое в процессе остывания горячего шара в воде: 1 - 0,3 с; 2 - 1,0 с; 3 - 4,0 с; 4 - 10 с; 5 - 30 с; 6 - 60 с

В первые моменты времени (кривые 1-3) не происходит существенного изменения температуры в непосредственной близости от поверхности, однако заметно изменяется ее градиент от близкого к нулю значения до некоторой максимальной величины, при которой уже начинается достаточно быстрое снижение температуры поверхности (кривая 4). С течением времени значение градиента у поверхности шара падает и ее остывание замедляется (кривые 5, 6). Кривые 1-3 хорошо аппроксимируются гауссовой функцией, а кривые 4-6 экспоненциальной. Результаты теплофизических расчетов температуры в пограничном слое для квазистационарного процесса конвекции (рис. 8.11) на основе пакета прикладных программ [3] дают хорошее совпадение с экспоненциальными распределениями T(r), однако не согласуются с экспериментальными кривыми 1-3, что можно объяснить тем фактом, что в первые моменты времени процесс конвекции существенно нестационарен.



Рис. 8.11. Расчетное распределение температуры в пограничном слое: 1 - t = 20 с; 2 - t = 30 с; 3 - t = 40 с; 4 - t = 50 с; 5 - t = 60 с

Таким образом, метод лазерной рефрактографии является тонким инструментом исследования нестационарных процессов в микрослоях, позволяющим выявлять новые эффекты, не описываемые классическими методами расчета конвекции. Представляют интерес дальнейшие исследования связи параметров профиля слоя и его изменения с физическими характеристиками поверхности и ее микроструктурой.

8.4. Экспоненциальная модель пограничного слоя

При задании параметрической модели неоднородности количественная диагностика может быть сведена к определению параметров модели. Например, при рассмотрении квазистационарного процесса конвекции около нагретого шара в воде [3] распределение показателя преломления в пограничном слое с хорошей точностью может быть описано экспоненциальной зависимостью

$$n(r) = n_0 - \Delta n \,\mathrm{e}^{-rac{(r-R)}{a}},$$
 (8.1)

где n_0 — показатель преломления воды в отсутствии шара; Δn — величина изменения показателя преломления; R — радиус шара; a — толщина пограничного слоя. В этой модели n_0 и R являются известными величинами. На основе измерений требуется определить два неизвестных параметра Δn и a.

Определение Δn можно провести на основе соотношения (8.1) при условии, что радиальная координата точки поворота луча равна радиусу шара $r_t = R$, т.е. фактически луч касается шара в точке поворота, что соответствует уравнению

$$Rn(R) = n_0 \rho_0.$$
 (8.2)

Экспериментально этот факт проявляется в том, что по мере приближения ЛП к поверхности шара верхняя ее часть сначала касается шара, а затем им перекрывается, и в области, соответствующей перекрытым лучам, возникает «обрыв» рефрактограммы. В эксперименте следует измерить ρ_0 (расстояние от центра сферы до верхней границы ЛП), соответствующее границе перекрытия. Очевидно, $\rho_0 = R - h$, где h — расстояние от нижней точки поверхности шара до верхней границы ЛП в момент начала ее перекрытия шаром. Тогда

$$n(R) = \frac{n_0 \rho_0}{R},\tag{8.3}$$

$$\Delta n = n_0 - n(R) = n_0 \left(1 - \frac{\rho_0}{R} \right) = n_0 \frac{h}{R}.$$
(8.4)

Заметим, что из (8.3) на основе (3.17) может быть найдена температура непосредственно на поверхности шара.

Для определения параметра a следует провести измерение толщины пограничного слоя Δa , т. е. расстояние от поверхности шара, на котором температура пограничной области становится практически равной температуре окружающей среды. Будем считать, что для экспоненциальной зависимости с хорошей точностью выполняется соотношение $\Delta a = 3a$. Рассмотрим методику обработки рефракционных картин для определения толщины пограничного слоя около шара [4]. Для этого необходимо использовать две рефрактометрические картины: с искаженным и неискаженным профилем лазерной плоскости. В качестве примера взяты два изображения, приведенные на рис. 8.12: в отсутствии шара и при температуре шара T = 70 °C.



Рис. 8.12. Рефрактограммы лазерной плоскости: а) исходной; б) искаженной

Схема определения толщины пограничного слоя при известной области искривления лазерной плоскости показана рис. 8.13.

По ширине области искривления Δy можно определить границу пограничного слоя, а также минимальный параметр φ луча, который уже не испытывает отклонения в слое.

Величина Δa может быть найдена из выражения

$$\Delta a = \sqrt{\frac{\Delta y^2}{4} + (R+h)^2} - R.$$
(8.5)

Для экспериментального определения ширины области искривления Δy можно использовать следующую методику.

Каждое изображение на рис. 8.12 представляет собой матрицу, элементами которой являются значения яркости точек. Обозначим ис-

ходную матрицу с неискаженным следом через M_0 , а с искаженным следом — M_1 . Для определения ширины искривления получим разностное изображение M_2 , каждый элемент которого равняется модулю разности соответствующих элементов матриц M_1 и M_0 : $M_{2i,j} = |M_{1i,j} - M_{0i,j}|$. Полученное изображение приведено на рис. 8.14, *а*. Изображение лазерной плоскости отсутствует в той области, где совпадают положения исходного и искаженного следов лазерной плоскости.

Любое изображение содержит шумы: аддитивные и мультипликативные. Их наличие приводит к тому, что профиль плоскости на изображении не является гладким. Это обстоятельство негативно влияет на погрешность обработки экспериментальных данных. В рассматриваемом случае основное влияние на конечный ре-



Рис. 8.13. Определение толщины пограничного слоя около нагретого металлического шара: 1 — шар; 2 — рефрактограмма лазерной плоскости

зультат оказывают аддитивные шумы, возникающие из-за засветки отдельных пикселей и приводящие к тому, что фон изображения не оказывается «идеально черным», т. е. в области, где на разностной картине сигнал отсутствует, уровень яркости больше нулевого. Поэтому необходимо производить фильтрацию изображения.



Рис. 8.14. Разностные рефрактограммы: а) до фильтрации; б) после фильтрации

Для устранения аддитивных шумов можно применить пороговую фильтрацию. Поскольку величина сигнала на изображении достаточно велика, введем уровень порога фильтрации, равный половине максимальной яркости. Все точки изображения с сигналом, большим порогового значения принимают значение «1» (есть сигнал), остальные — «0» (нет сигнала). Полученное бинарное изображение приведено на рис. 8.14, *б*.

В общем случае значение порога можно выбирать из различных соображений. При этом, чем ниже порог, тем больше вероятность ошибки дальнейшей обработки из-за появления «паразитного» сигнала. Напротив, высокий уровень порога излишне урезает сигнал.

На рис. 8.14, б хорошо видны границы области искажения лазерной плоскости. Применяя данную методику ко всем изображениям, полученным в течение времени остывания шара, можно получить зависимости параметров температурного слоя от времени.

8.5. Принципы построения библиотеки рефрактограмм

Количественная диагностика профиля неоднородности или — при заданной модели — ее параметров основана на использовании библиотеки типичных рефрактограмм. На основе этой библиотеки производится первичная идентификация (экспресс-диагностика) типа неоднородности и наблюдаемого динамического процесса. Библиотечные рефрактограммы подразделяют прежде всего на теоретические и экспериментальные, которые в свою очередь классифицируются по типу СЛИ, способу визуализации (2D, 3D, расположение экранов и т.п.), модели неоднородности, характеру процесса.

В соответствии с результатами визуализации (регистрации и обработки) из библиотеки выбирается исходная базовая рефрактограмма, на основе которой производится дальнейшее уточнение модели неоднородности и происходящего процесса и производится определение необходимых количественных характеристик. Описанная методика позволяет говорить о том, что лазерная рефрактография является методом количественной визуализации.

Следует заметить, что с точки зрения способа визуализации для экспресс-диагностики предпочтительными являются 3D-рефрактограммы как более информативные, т.к. в зависимости от расположения экранов 2D-рефрактограммы для разных типов неоднородностей могут быть визуально неразличимы. Однако при количественной диагностике удобнее пользоваться 2D-рефрактограммами.

На рис. 8.15, a-e и 8.16, a-e (на цветной вклейке) показаны две серии библиотечных 3D-рефрактограмм соответственно для двух разных параметров модели «холодного» сферического слоя (3.17). Переменным параметром z в каждой серии является расстояние от центра неодно-

родности до последнего наблюдаемого сечения рефрактограммы. При изменении *z* на рефрактограммах прослеживается образование петли, форма которой принципиально отлична для двух рассматриваемых профилей неоднородности.

На рис. 8.17, *а-е* (на цветной вклейке) показаны серия библиотечных 3D-рефрактограмм соответственно модели (3.17) «горячего» сферического слоя. Переменным параметром в серии является температура поверхности шара.

На рис. 8.18 (на цветной вклейке) представлены расчетные 3Dрефрактограммы цилиндрического СЛИ для модели «горячего» сферического температурного слоя с параметрами: $\Delta R = 0$, a = 1 мм, R = 25,4 мм, $T_0 = 19$ °C, z = 500 мм при $x_0 = 20$ мм: a) $r_i = 10$ мм, b) $r_i = 20$ мм, b) $r_i = 30$ мм, c) $r_i = 50$ мм.

Как следует из описанной выше методики измерения температуры в пограничном слое, существенным достоинством лазерной рефрактографии является возможность определения параметров среды и восстановление профиля неоднородности на основе сравнения экспериментальных и расчетных рефрактограмм. Погрешность метода обусловлена в основном дифракционными эффектами и может быть значительно снижена специальной компьютерной обработкой изображения.

Список литературы

- 1. Пикалов В.В., Мельникова Т.С. // Низкотемпературная плазма. Т.13: Томография плазмы. Новосибирск: Наука; Сиб. изд. фирма РАН, 1995.
- 2. Расковская И. Л., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В. Лазерная рефрактография оптически неоднородных сред // Квантовая электроника. 2007. № 12. С. 1176.
- Артемов В. И., Евтихиева О. А., Лапицкий К. М., Ринкевичюс Б. С., Толкачев А. В., Яньков Г. Г. Исследование нестационарного температурного поля при естественной конвекции КОЛАР методом // Оптические методы исследования потоков: Труды VIII МНТК. — М.: Знак, 2005. — С. 478–481.
- Лапицкий К. М. Рефракционный метод определения толщины пограничного слоя вокруг нагретого шара в воде // Тез. докл. Тринадцатой Междунар. науч.-техн. конф. студентов и аспирантов «Радиоэлектроника, электротехника и энергетика». — М.: Изд. дом МЭИ, 2007. — Т. 1. С. 158–159.

Заключение

В монографии изложены физические принципы лазерной рефрактографии — новой информационно-компьютерной лазерной технологии диагностики оптически неоднородных сред и потоков, в основе которой лежит идея применения пространственно структурированного лазерного излучения совместно с его цифровой регистрацией и компьютерными методами дифференциальной обработки рефракционных изображений.

Подводя итог, можно сказать, что три основных составляющих, на которых базируется лазерная рефрактография это:

- структурированное лазерное излучение,
- цифровые методы регистрации и обработки рефракционных изображений,
- специальное программное обеспечение для решения обратной задачи восстановления профиля неоднородности.

Комплексное использование этих составляющих ЛР обусловливает качественно новые возможности исследования различных оптически прозрачных сред, что позволяет говорить о создании новой информационной технологии диагностики оптически неоднородных сред и потоков.

Принципиально новыми возможностями метода являются:

- адаптация к форме исследуемой поверхности,
- возможность получения трехмерного информативного изображения,
- одновременность измерений в различных пространственных областях (что существенно для исследования нестационарных процессов),
- количественная диагностика неоднородности,
- возможность непосредственной информативной визуализации в процессе мониторинга процесса.

Кроме того, технология ЛР обладает всеми преимуществами, присущими лазерным измерениям. Это — дистанционность, практическая безынерционность, возможность невозмущающих измерений, возможность микроизмерений.

Как следует из описанной выше методики измерения температуры в пограничном слое, существенным достоинством лазерной рефрактографии является возможность количественной диагностики параметров среды и восстановление профиля неоднородности на основе сравнения экспериментальных и расчетных рефрактограмм. Погрешность метода обусловлена в основном дифракционными эффектами и может быть значительно снижена при использовании методов специальной компьютерной обработки изображения.

Лазерная рефрактография может использоваться для мониторинга стационарных и нестационарных быстропротекающих процессов, в том числе тепловых процессов в жидкости, газе и плазме, естественной конвекции в жидкости около нагретых или охлажденных тел, количественной диагностики температурных полей в пограничном слое при использовании технологий охлаждения и нагрева, процессов перемешивания различных жидкостей в аппаратах химической технологии, диагностики акустических полей и полей других физических величин, влияющих на значения показателя преломления.

В дальнейших исследованиях планируется выявление возможностей ЛР для регистрации и мониторинга таких фундаментальных явлений, как появление особых точек конвективной неустойчивости, краевые эффекты на кромках тел, образование микро- и наноструктур при специальных режимах нагрева и т. д.

Контрольные вопросы

К главе 1

- 1. В чем заключаются преимущества лазерных методов перед другими методами диагностики оптических неоднородностей?
- 2. Чем характеризуется современный этап развития лазерной и вычислительной техники?
- 3. Перечислите основные рефракционные методы диагностики сред.
- 4. Назовите характерные особенности классических теневых методов. В чем их преимущества и недостатки?
- 5. Назовите характерные особенности современных компьютернолазерных методов. В чем их преимущества и недостатки?
- 6. В каких методах зондирующее излучение является структурированным?
- 7. Каким образом осуществляется визуализация неоднородности в теневом фоновом методе?
- 8. Каким образом осуществляется визуализация неоднородности в спекл-методе?
- 9. Что представляют собой двумерные и трехмерные рефрактограммы?
- 10. Назовите основные структурные составляющие, на которых базируется метод лазерной рефрактографии.
- 11. Назовите характерные особенности метода лазерной рефрактографии. В чем его преимущества и недостатки?
- 12. Назовите основные области применения метода лазерной рефрактографии.

К главе 2

- 13. Что мы понимаем под структурированным лазерным излучением?
- 14. Назовите основные виды структурированного лазерного излучения.
- 15. Назовите основные характеристики гауссовского пучка.
- 16. Что мы понимаем под астигматическим пучком.
- 17. Опишите однолинзовую систему формирования лазерной плоскости.
- 18. Опишите двухлинзовую систему формирования лазерной плоскости.
- 19. Опишите трехлинзовую систему формирования лазерной плоскости.
- 20. Что мы понимаем под бесселевым пучком?
- 21. Как формируются бесселевы пучки?
- 22. В чем заключается принцип формирования структурированного лазерного излучения на основе амплитудной дифракционной решетки?
- 23. В чем заключается принцип формирования структурированного лазерного излучения на основе фазовой дифракционной решетки?

- 24. Что такое дифракционные оптические элементы (ДОЭ)?
- 25. Назовите основные типы структурированного лазерного излучения, формируемого с помощью ДОЭ.

К главе 3

- 26. Как влияет температура жидкости (воды) на показатель преломления?
- 27. Как задается математическая модель пограничного слоя у нагретого шара в воде?
- 28. Как влияет акустическое давление в жидкости на показатель преломления?
- 29. Назовите основные характеристики процесса при перемешивании.
- 30. Назовите основные методы визуализации закрученных потоков.
- 31. Назовите примеры стратифицированных жидкостей и происходящих в них явлений.

К главе 4

- 32. Дайте определение слоисто-неоднородных сред.
- Сформулируйте закон Снеллиуса для плоско-неоднородной среды.
- Сформулируйте закон Снеллиуса для сферически-неоднородной среды (закон Клеро).

К главе 5

- 35. Какие геометрические параметры необходимо задать для описания рефракции лазерной плоскости в сферической неоднородности?
- 36. Изобразите характерные двумерные рефрактограммы пограничного слоя в воде у нагретого шара. Как зависит вид рефрактограмм для плоского СЛИ от модели слоя?
- 37. Изобразите характерные двумерные рефрактограммы пограничного слоя в воде у охлажденного шара. Как зависит вид рефрактограмм для плоского СЛИ от модели слоя?
- Изобразите типичные рефрактограммы прозрачной сферической градиентной неоднородности.
- Изобразите типичные рефрактограммы немонотонных цилиндрических и сферических неоднородностей.
- 40. Изобразите типичные рефрактограммы на основе цилиндрического СЛИ.
- 41. Изобразите типичные рефрактограммы на основе линейного СЛИ.

К главе 6

42. Перечислите общие принципы построения рефрактографических систем.

- 43. Назовите основные структурные элементы рефрактографических систем.
- 44. Изобразите схему рефрактографической системы на основе плоского СЛИ.
- 45. В чем заключаются особенности рефрактографических систем на основе цилиндрического и конического СЛИ?
- 46. Изобразите схему рефрактографической установки для исследования естественной конвекции в жидкости.
- 47. Опишите методику рефрактографических измерений.
- 48. Опишите методику визуализации перемешивания жидкостей.
- В чем заключаются особенности метода двух скрещенных лазерных плоскостей.
- 50. Изобразите схему двухракурсной рефрактографической системы.

К главе 7

- 51. Перечислите основные требования к системам регистрации и обработки рефрактограмм.
- 52. Назовите основные характеристики систем регистрации рефрактограмм.
- 53. Опишите цифровые модели рефрактограмм.
- 54. В чем заключается метод параметрического оценивания?
- 55. В чем заключается численный метод анализа рефрактограмм?
- 56. Перечислите основные рекомендации по цифровой регистрации и обработке рефрактограмм.

К главе 8

- 57. В чем заключаются основные принципы количественной диагностики неоднородностей? Назовите последовательные этапы алгоритма количественной диагностики.
- Опишите алгоритм восстановления температурного поля в сферическом пограничном слоена основе рефрактограмм плоского СЛИ.
- 59. Чем можно объяснить расхождение экспериментальных и расчетных данных.
- 60. Опишите алгоритм определения параметров экспоненциальной модели температурного поля в сферическом пограничном слое у нагретого шара в воде.
- 61. Опишите принципы построения бибилиотеки рефрактограмм.
- 62. В чем заключается принцип экспресс-диагностики неоднородности.
- 63. В чем заключаются принципиально новые возможности метода лазерной рефрактографии?
- 64. Чем определяется погрешность метода лазерной рефрактографии?
- 65. Какие фундаментальные явления могут быть исследованы с помощью метода лазерной рефрактографии?

Предметный указатель

Аксикон 39, 40, 41 Акустическое поле (АП) 50, 51 Акусто-оптический эффект 42 Бинарное изображение 166 **В**изуализация 9 неоднородных сред 9 - 3D-визуализация 24, 107 — 2D-визуализация 24, 107 - закрученных потоков 55 - каустик 24 перемешивания 111, 114 турбулентности 55, 60 Время перемешивания 56 – экспозиции 125 Диагностика 8 количественная 82, 155 неоднородных сред 8 Дифракция Рамана-Ната 42 Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) 8, 21, 27, 43, 44 Дифракционная решетка 14, 41 амплитудная 41 — фазовая 42 Дифракционные эффекты 78 Диффузор 10, 21 Закон Снеллиуса 62 Инверсия ЛП 85 Источники излучения 97, 104 Каустика 85 Конвекция 103, 159 Краевые эффекты 49 Лазер 8, 23, 98 Лазерная плоскость — ЛП 22, 27, 35, 58, 78, 97 Лазерная рефрактография (ЛР) 8, 9, 10, 22 Метод визуализации 9, 97

- взвешивания 145
- возмущений 72
- геометрической оптики (ГО) 62
- гильберт-оптики 13
- голографический 9
- дефлектометрии 15
- дефокусировки 14
- диагностики 97
- интерференционный 9
- компьютерно-лазерный рефракционный (КОЛАР) 8, 22
- лазерный 8, 97
- многоканальный 18
- муаровой дефлектометрии 15
- оптический 8
- поляризационный 9
- прямотеневой 18
- решеток Ронки 21
- рефрактографический 97
- рефракционный 9
- рефракционный градиентный 9
- сканирующий 18
- спекл 8, 10
- теневой 9, 10, 11, 15
- теневой на базе амплитудных фильтров 13
- теневой на базе фазовых фильтров 13
- теневой фоновый (ТФМ) 10, 16
- фазово-контрастный 9
- Фуко 14, 15
- Цернике 9, 12
- Юнга 29

Микрослой 163

Неоднородность 46

- оптическая 46, 57, 97
- немонотонная 88
- сферическая 82, 86, 88
- типичная 159

Область турбулентного смешения (ОТС) 60 Оптическая мира 135 Параметрическая модель 139 Пограничный слой 49, 82, 84 Погрешность оценки 135 Показатель преломления 46 Позиционно-чувствительный фотоприемник (ПЧФ) 19 Преобразование Радона 155 — Абеля 155, 156 — Фурье 69 Приближение Буссинеска 47 – геометрической оптики 62 квазиоптическое 69 Пространственный спектр 69, 135 Процесс 19, 46 тепло- и массообмена 46, 54 нестационарный 19, 162 перемешивания 53, 54 Пучок 8, 21, 28, 64, 75, 97 бесселев 38, 39, 40 — гауссов 28, 30, 76 – лазерный 8, 29 Развертка прогрессивная 126 Разрешающая способность 135 Рефрактограмма 9, 11 библиотечная 120, 166 – линейного СЛИ 95, 107 — 3D-рефрактограмма 10, 24 — 2D-рефрактограмма 10, 23 пограничного слоя 84 плоского СЛИ 109 расчетная 157 экспериментальная 157 Рефракция 8, 62 - плоского СЛИ 80 – линейного СЛИ 93 – цилиндрического СЛИ 90 Рефракционные эффекты 78, 79 Светосигнальная характеристика 130 Синхронизация 129 внешняя 129 внутренняя 129 программная 129 Система 10 двухракурсная 114 многоканальная 10, 20

— оптическая 99

Системы формирования лазерной плоскости 35 однолинзовая система 35 двухлинзовая оптическая система 37 трехлинзовая оптическая система 38 Спекл-рефрактометрия 21 Спекл-структура 21, 22 Стратифицированная жидкость 19, 59.60 Структурированное лазерное излучения (СЛИ) 27 – линейное 27 коническое 27, 102 плоское 101 — цилиндрическое 102 Структурированный экран 10, 17 Среда 8, 9, 62 оптически неоднородная 9, 97 плоско слоистая 62, 63 слоисто неоднородная 62 сферически слоистая 64 Температурный коэффициент показателя преломления 46, 47 Температурное поле 49, 156 Термики 117 Томография 155 Точка поворота 63 Уравнение волновое 70 Клеро 65 **Ф**ильтр 12

рефрактографическая 97

сканирующая 10, 20

- амплитудный 13
- фазовый 13
- Цернике 12
- Фоточувствительный прибор с зарядовой связью (ФПЗС) 124

Шумы 131

- аддитивные 165
- дробовые 132
- квантования 134
- мультипликативные 165
- термогенерации 131
- электронной схемы 134



Рис. 1.14. Типичные виды изображений лазерной плоскости, проходящей вблизи нагретых тел





Рис. 1.15. *а*) Схема установки КОЛАР с двумя лазерными плоскостями: 1— гелий-неоновый лазер; 2— оптическая система; 3— поток; 4— экран; 5— цифровая фотокамера; 6— компьютер. б) Фотография установки КОЛАР



Рис. 1.16. Визуализация пограничной области около остывающего в холодной воде нагретого латунного цилиндра



Рис. 1.17. Рефрактограммы пограничного слоя около нагретого шара на основе СЛИ в виде совокупности конусных пучков: а) схема эксперимента; б) рефрактограмма в отсутствие шара; в) рефрактограмма в присутствии нагретого шара в холодной воде; 1 — конусные пучки; 2 — шар; 3 — экран



Рис. 3.1. Компьютерная визуализация поля температур около нагретого цилиндра в воде



Рис. 3.3. Компьютерная визуализация пограничного слоя под нагретым шаром в воде: вертикальная ось — в м, горизонтальная ось — в рад



Рис. 3.4. Компьютерная визуализация поля температуры у ребра нагретой до $T=90\,^{\circ}\mathrm{C}$ призмы в разные моменты времени



Рис. 3.6. Распределение температуры внутри нагретого до T = 90 °C стержня, помещенного в жидкость для двух моментов времени, t = 10 с (a) и 30 с (б)



Рис. 5.5. Типичная рефрактограмма пограничного слоя у нагретого тела сферической формы. Красными линиями выделены образующие лучи



Рис. 5.6. Совокупность поперечных сечений трехмерной рефрактограммы пограничного слоя у нагретого тела сферической формы



Рис. 5.7. Типичная рефрактограмма «холодной» прозрачной неоднородности сферической формы



Рис. 5.8. Образование складки 1, «клюва» 2 и петли 3 на рефрактограмме «холодной» сферической неоднородности



Рис. 5.10. Образование экстремумов на петле рефрактограммы «холодного» сферического слоя



Рис. 5.11. Раздвоение петли на рефрактограмме «холодного» сферического слоя


Рис. 5.19. Расчетные 3D-рефрактограммы цилидрического СЛИ при $T=90\ ^\circ {\rm C},$ R=20 мм, a=0,5 мм. a) $r_i< x_0< R;$ б) $x_0< R< r_i$



Рис. 6.4. Структурная схема лазерной рефрактографической системы: 1 — лазер; 2 — оптический блок формирования СЛИ; 3 — СЛИ (лазерная плоскость); 4 — исследуемая оптическая неоднородность; 5 — матовый экран; 6 — цифровая видеокамера; 7 — персональный компьютер



Рис. 6.5. Визуализация оптической неоднородности у нижней поверхности нагретого параллелепипеда в воде в различные моменты времени: 1 — лазерная плоскость; 2 — нагретое тело; 3 — экран. $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$



Рис. 6.6. Схема экспериментальной установки для визуализации естественной конвекции. 1 — полупроводниковый лазер с ДОЭ; 2 — юстировочный столик; 3 — структурированное лазерное излучение; 4 — нагреваемый объект; 5 — прозрачная кювета с водой; 6 — полупрозрачный экран; 7, 8 — цифровые видеокамеры; 9 — персональный компьютер; 10 — специальное программное обеспечение



Рис. 6.7. Сечения конических пучков, сформированных с помощью ДОЭ на различных расстояниях: а) L = 0,5 м; б) L = 0,8 м; в) трехмерное изображение конических пучков в рассеянном свете



Рис. 6.8. Освещение различных объектов коническими и цилиндрическими лазерными пучками, сформированными с помощью ДОЭ: а) металлический шар (конические лазерные пучки); б) цилиндр со сферическим дном (цилиндрические лазерные пучки)



Рис. 6.9. Рефрактограммы конического СЛИ около нагретого до 60 °С цилиндра с полусферическим дном для различных расстояний экрана: *a*) l = 0,4 м; б) l = 0,6 м; *в*) l = 1,0 м



Рис. 6.10. Схема лазерной рефрактографической системы: 1 — лазер; 2 — блок формирования ЛП; 3 — лазерная плоскость; 4 — кювета с водой; 5 — нагретое тело; 6 — термопара; 7 — экран; 8 — цифровой милливольтметр; 9, 10 — цифровые видеокамеры; 11 — персональный компьютер



Рис. 6.11. Фотография экспериментальной установки для визуализации естественной конвекции (без цифровой фотокамеры 8)



Рис. 6.19. Схема экспериментальной установки: *a*) вид сбоку; *б*) вид сверху. 1 — лазер с системой формирования лазерной плоскости; 2 — лазерная плоскость; 3 — кювета с водой; 4 — исследуемый объект; 5 — экран; 6 видеокамера



Рис. 6.20. Рефрактограммы лазерной плоскости над нагретым шаром в воде для различных моментов времени: $t_1 < t_2 < t_3 < t_4$



Рис. 6.21. Рефрактограммы лазерной плоскости в рассеянном свете над нагретым шаром в холодной воде в различные моменты времени: 1 — лазерная плоскость; 2 — нагретый шар; 3 — цифровая видеокамера; 4 — термики. $t_1 < t_2 < t_3$



Рис. 6.22. Рефрактограммы лазерной плоскости над холодным шаром в горячей воде в различные моменты времени



Рис. 6.23. Изменения рефрактограммы лазерной плоскости, проходящей под холодным шаром в горячей воде в различные моменты времени



Рис. 6.25. Зависимость вида рефрактограмм от времени: а) t = 0; б) t = 5,5 с; в) t = 27,8 с



Рис. 6.27. Схема двухцветного лазерного освещения закрученного потока: 1 — горизонтальная лазерная плоскость; 2 — вертикальная лазерная плоскость; 3 — цилиндрический сосуд; 4 — мешалка



Рис. 6.28. Изображения рефрактограмм крестообразного СЛИ: а) поток оптически однородный; б) турбулентный поток оптически неоднородный



Рис. 6.30. Внешний вид двухракурсной рефрактографической системы



Рис. 6.36. Библиотека экспериментальных рефрактограмм: 1 — горизонтальная ЛП под дном паралелипипеда; 2 — наклонная ЛП около ребра паралелипипеда; 3 — вертикальная ЛП вдоль боковой плоскости; 4 — горизонтальная ЛП под дном цилиндра; 5 — цилиндрическое СЛИ около шара; 6 — крестообразное СЛИ в турбулентном потоке; 7 — крестообразное СЛИ около вертикального цилиндра; 8, 9 — крестообразное СЛИ около шара



Рис. 8.15. 3D-рефрактограммы для модели сферического температурного слоя с параметрами: $\Delta T = 57$ °C, $\Delta R = 0$ мм, a = 2, $T_0 = 70$ °C, R = 25,4 мм, при прохождении ЛП на расстоянии d = 25,5 мм от центра неоднородности





Рис. 8.16. 3D-рефрактограммы для модели «холодного» сферического температурного слоя с параметрами: $\Delta T=57$ °C, $\Delta R=1$ мм, a=2, $T_0=70$ °C, R=25,4 мм, ЛП на расстоянии d=25,5 мм от центра неоднородности



Продолжение рис. 8.16



Рис. 8.17. 3D-рефрактограммы для модели «горячего» сферического температурного слоя с параметрами: $\Delta R=0, a=1$ мм, R=25,4 мм, $T_0=19$ °C, z=500 мм, ЛП на расстоянии d=25,4 мм от центра неоднородности



a)
$$\Delta T = 60^{\circ} \text{C}$$



Продолжение рис. 8.17



Рис. 8.18. Расчетные 3D-рефрактограммы цилиндрического СЛИ для модели «горячего» сферического температурного слоя с параметрами: $\Delta R = 0$, a = 1 мм, R = 25,4 мм, $T_0 = 19$ °C, z = 500 мм при $x_0 = 20$ мм: a) $r_i = 10$ мм; b) $r_i = 20$ мм; b) $r_i = 30$ мм; c) $r_i = 50$ мм