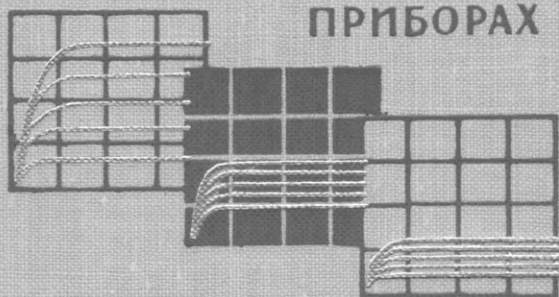


002

I760

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ПРИБОРАХ



В. С. ВАВИЛОВ, Н. А. УХИН

РАДИАЦИОННЫЕ
ЭФФЕКТЫ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
ПРИБОРАХ



АТОМИЗДАТ
Москва 1969 г.

539.311.322 : 539.16
621.382 : 539.16

002
1760

УДК 621.315.592:539.1.04

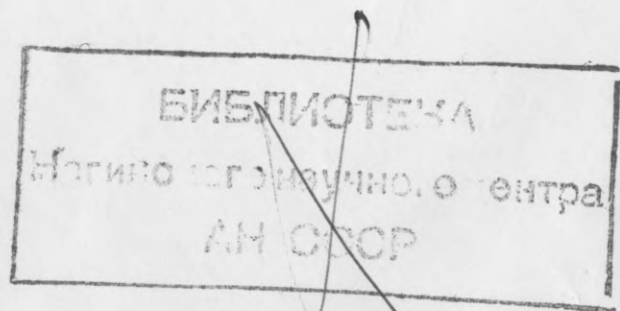
B 379
B12

Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. Вавилов В.С., Ухин Н.А. Атомиздат, 1969 г., стр. 312.

В монографии обобщены и изложены на уровне последних достижений результаты исследований природы эффектов, возникающих в полупроводниках и полупроводниковых приборах под действием ионизирующего излучения.

Книга представляет большой научный интерес, так как одной из актуальных проблем новой техники является создание полупроводниковых приборов, способных работать длительное время в поле радиации.

Книга рассчитана на широкий круг специалистов по полупроводниковой технике, радиоэлектронике и радиационной физике твердого тела. Рисунков 113, таблиц 15, библиографических ссылок 312.



- 21552 -



3-3-12
74-69

36546

ПРЕДИСЛОВИЕ

Полупроводниковые материалы и приборы очень чувствительны к воздействию ядерных излучений. Причиной радиационных эффектов в полупроводниках является, как правило, возникновение структурных дефектов, а иногда и появление новых примесей в кристаллах. К существенным изменениям приводит и ионизация, т. е. возникновение носителей заряда — электронов и дырок — в результате поглощения кристаллом энергии излучения.

Начиная с работ Н. Бора и Е. Вигнера, проведенных в связи с оценками возможных сроков службы материалов первых ядерных реакторов, вопрос о последствиях облучения твердых тел привлек к себе внимание многочисленных исследователей.

За годы, прошедшие со времени появления первых работ, в которых были развиты основы теоретических представлений о характере воздействия ядерной радиации на полупроводники, в этой области физики полупроводников были достигнуты существенные успехи. В течение последних лет, особенно после 1960 г., исследования совершенных монокристаллов валентных полупроводников — кремния и германия — новыми методами (в частности, наблюдение электронного парамагнитного резонанса, облучение кристаллов при очень низких температурах), а также оптические и фотоэлектрические исследования позволили разделить явления, связанные с первичными «точечными» дефектами, возникающими непосредственно под действием радиации, и последующие процессы движения дефектов в кристаллах и их взаимодействия друг с другом и с химическими примесями.

Наметились пути предсказания, а в некоторых случаях и повышения «радиационной устойчивости» полупроводниковых материалов и некоторых типов приборов.

Расширение области применения атомной энергии и бурный рост использования полупроводников в электронике и энергетике привели к «перекрытию» этих

областей, в пределах которого вопрос воздействия радиации на полупроводники представляет первостепенную важность. В последнее время почти ежегодно (1964 г.— Франция, 1966 г.— Япония, 1967 г.— Франция и США *) проводятся международные конференции или симпозиумы, на которых обсуждаются принципиальные и практические аспекты действия радиации на полупроводники. Труды этих конференций, хорошо известных в кругах специалистов [1—5], содержат важную информацию о работах, проводимых в этом направлении в разных странах.

Наиболее подробно вопросы возникновения простейших радиационных дефектов под действием быстрых электронов рассмотрены в недавно вышедшей монографии Дж. Корбетта (США) [6].

Настоящая книга предназначена для широкого круга читателей, работающих в сфере «покрытия» физики и электроники полупроводников, ядерной техники и применений атомной энергии и ядерных излучений. В первой части (автор В. С. Вавилов) рассматриваются теоретические представления о двух основных видах воздействия радиации на полупроводники — изменениях атомной структуры кристаллов и ионизации, т. е. генерации неравновесных носителей заряда. Вторая часть (автор Н. А. Ухин) посвящена анализу воздействия радиации на основные типы полупроводниковых приборов.

Книга рассчитана на читателей, знакомых с основными представлениями физики полупроводников, полупроводниковой электроники и ядерной физики. Для более подробного ознакомления с первыми двумя вопросами можно рекомендовать широко известную монографию академика А. Ф. Иоффе «Физика полупроводников» [7], а также книгу «Полупроводники» Р. Смита [8]. Свойства ядерных излучений и общие процессы их взаимодействия с веществом подробно анализируются в работе [9].

Мы отчетливо сознавали невозможность отразить в пределах книги небольшого объема все сложные вопросы, сопровождающие прохождение и воздействие ядерных излучений на полупроводники и полупроводниковые приборы, и поэтому ограничились явлениями, представляющими наиболее важными и поддающимися достаточно ясной интерпретации.

* См. Radiation Effects in Semiconductors. Ed. F. Vook, Plenum Press. New York 1968, p. 479.

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

Глава I

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВОЗНИКНОВЕНИИ И ПРИРОДЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

Радиационными дефектами называют более или менее устойчивые нарушения структуры, возникающие в кристаллах под действием частиц высоких энергий. В связи с совершенством монокристаллов и сильной зависимостью электрических и оптических свойств полупроводников от наличия дефектов в течение последних 15 лет во многих лабораториях ведутся интенсивные исследования в области действия жестких излучений на полупроводники. Многие из исследований, наряду с принципиальными вопросами физики полупроводников, преследуют и практические цели. Примером может служить радиационная устойчивость кремниевых солнечных батарей, используемых в исследованиях космоса.

Ниже кратко рассмотрены теоретические представления о процессах возникновения радиационных дефектов в полупроводниках. Далее обсуждаются методы и результаты экспериментов, позволивших в ряде случаев определить пороговые энергии возникновения дефектов, а также выяснить характер энергетического спектра принадлежащих дефектам уровней в запрещенной зоне, природу и устойчивость дефектов.

Вопрос о радиационных дефектах в полупроводниках обсуждается в ряде книг и обзоров [1, 11—15].

1. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДЕФЕКТОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И γ -КВАНТОВ

В теории возникновения радиационных нарушений обычно исходят из предположения о том, что простейшим типом дефекта, первоначально возникающего в кристалле, является пустой узел кристаллической решетки (вакан-

сия) и смещенный атом, занимающий более или менее устойчивое положение в междоузлии. Такие нарушения называют дефектами Френкеля или парами Френкеля. Дефекты Френкеля относятся к простейшим точечным дефектам решетки в отличие от дислокаций и других более сложных и протяженных нарушений структуры.

Второе предположение заключается в существовании пороговой энергии, обычно обозначаемой E_d , которую необходимо сообщить одному из атомов кристалла для того, чтобы он перешел в междоузлие. Учитывая «ударный» характер возникновения радиационного дефекта, Ф. Зейтц предположил, что значение E_d должно в несколько раз превосходить энергию адиабатического перемещения атома из нормального положения в узле решетки в междоузлие и указал в качестве вероятного

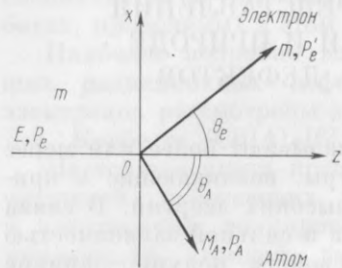


Рис. 1. Рассеяние быстрого электрона на атоме.

значения E_d величину 25 эв для кристаллов с энергией связи атомов, близкой к 10 эв.

Как будет показано ниже, учитывая особенности симметрии и данные об энергиях связи атомов в кристалле, можно несколько уточнить описание процесса возникновения дефектов Френкеля под действием быстрых электронов.

Пусть быстрый электрон движется вдоль оси z , имея энергию E и импульс P_e (рис. 1). Рассмотрим его столкновение с покоящимся атомом, считая, что после столкновения электрон движется в плоскости xoz под углом θ_e к оси z и имеет импульс P'_e . Атом после столкновения также движется в плоскости xoz под углом θ_A к оси z и имеет импульс P_A . Из закона сохранения импульса следует

$$P_e = P'_e \cos \theta_e + P_A \cos \theta_A;$$

$$0 = P'_e \sin \theta_e - P_A \sin \theta_A;$$

$$P_A^2 = (P_e - P'_e \cos \theta_e)^2 + P'^2_e \sin^2 \theta_e; \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \theta_A = \frac{P'_e \sin \theta_e}{P_e - P'_e \cos \theta_e}.$$

Масса атома M_A гораздо больше массы электрона m (например, $M_{Si} \simeq 5 \cdot 10^4 m$; $M_{Ge} \simeq 1,3 \cdot 10^5 m$).

Таким образом, $P'_e \simeq P_e$, следовательно,

$$P_A^2 = P_e^2 \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right); \quad \theta_A = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta_e}{2}. \quad (2)$$

Если кинетическая энергия электрона равна E и кинетическая энергия атома после столкновения $E_A = P^2/2M_A$, обозначая $mc^2 = 0,511 \text{ Мэв} = E'_0$ (энергия покоя электрона), можно записать:

$$E_A = \varepsilon' \frac{2m}{M_A} \left[\left(\frac{E'_0}{E'_0} \right)^2 + 2 \frac{E}{E'_0} \right] \cos^2 \theta_A = E_{A \text{ макс}} \cos^2 \theta_A \quad (3)$$

или

$$\frac{561}{A} \varepsilon (\varepsilon + 2) \cos^2 \theta_A \text{ эв}, \quad (3a)$$

где A — атомный вес, а $\varepsilon = \frac{E}{mc^2}$.

Значения максимальной энергии, передаваемой атомам Ge и Si, для ряда значений энергии электронов ($\theta_A = 0$; $\theta_e = \pi$) приведены в табл. 1.

Таблица 1

Максимальная энергия, передаваемая Ge и Si, при различных значениях энергии электрона

E_e , Мэв	$E_{Ge \text{ макс}}$, эв	$E_{Si \text{ макс}}$, эв	E_e , Мэв	$E_{Ge \text{ макс}}$, эв	$E_{Si \text{ макс}}$, эв
0,01	0,3	0,8	1,0	59	125
0,1	3,2	8,2	2,0	177	455
0,3	12	30,7	3,0	354	920
0,5	23	59			

Обозначим $\sigma(\theta_A)$ поперечное сечение, характеризующее вероятность того, что импульс, полученный атомом, направлен под углом θ_A к оси z .

Пусть дифференциальное поперечное сечение рассеяния электрона под углом θ_e равно $\sigma_e(\theta_e)$. Тогда

$$\sigma_e(\theta_e) \sin \theta_e d\theta_e = \sigma(\theta_A) \sin \theta_A d\theta_A, \quad (4)$$

где θ_e и θ_A связаны соотношением $\theta_A = \frac{\pi}{2} - \frac{\theta_e}{2}$.

Из формул (2) и (4) следует, что при $\theta_A < \frac{\pi}{2}$

$$\sigma(\theta_A) = 4\sigma_e(\pi - 2\theta_A) \cos \theta_A, \quad (5)$$

а при $\theta_A > \frac{\pi}{2}$

$$\sigma(\theta_A) = 0. \quad (6)$$

Экранирование атомного ядра электронным облаком обычно не существенно для случаев взаимодействия (столкновения) быстрых электронов и ядер, сопровождающихся выбиванием атомов из узлов кристаллической решетки [11]. Такие столкновения можно рассматривать как рассеяние релятивистского электрона в кулоновском поле. В качестве приближения, удовлетворительного в случае малых θ_e и малых передаваемых атому энергий, можно использовать для σ_e величину релятивистского Резерфордовского поперечного сечения:

$$\sigma_R(\theta_e) = \sigma_0 \frac{1}{\sin^4 \theta_e/2},$$

где

$$\sigma_0 = \left(\frac{Ze^2}{2mc^2} \right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4}, \quad (7)$$

Z — заряд ядра, $\beta = \frac{v}{c}$.

Для Резерфордовского поперечного сечения рассеяния

$$\sigma(\theta_A) = 4\sigma_0 \frac{1}{\cos^3 \theta_A} \quad \text{при } \theta_A < \frac{\pi}{2}$$

и

$$\sigma(\theta_A) = 0 \quad \text{при } \theta_A > \frac{\pi}{2}. \quad (8)$$

Сечение, характеризующее вероятность направления импульса атома под углом θ_A , резко растет при $\theta_A \rightarrow \frac{\pi}{2}$, когда «прицельный параметр» велик и электрон рассеивается под малым углом. Передаваемая энергия при этом мала. В действительности величина сечения рассеяния электронов $\sigma_e(\theta_e)$ значительно отклоняется от величины, соответствующей формуле Резерфорда. Согласно Мак-Кинлею и Фешбаху [16], для легких элементов можно записать $\sigma_e(\theta_e)$ как

$$\sigma_e(\theta_e) = \sigma_R(\theta_e) B \sin \frac{\theta_e}{2}, \quad (9)$$

где функция B имеет вид

$$B(x) = 1 - \beta^2 x^2 + \alpha \beta x(1-x), \quad (10)$$

где $x = \sin \theta_e/2$, а значение $\alpha = Ze^2/hc$. Переходя к зависимости от угла θ_A , можно получить выражение

$$\sigma(\theta_A) = 4\sigma_0 \frac{B(\cos \theta_A)}{\cos^3 \theta_A}. \quad (11)$$

Наиболее важным обстоятельством, следующим как из приближенного, так и из более точного рассмотрения, является тенденция к передаче импульса под большим углом к направлению падения электрона.

Энергетический спектр атомов *, возбужденных в результате рассеяния быстрых электронов, можно вычислить следующим образом. Пусть $n(E_A) dE_A$ — число атомов, обладающих энергией, значение которой заключено между E_A и $E_A + dE_A$ для единичного потока быстрых электронов. В этом случае

$$n(E_A) dE_A = 2\pi \sigma_e(\theta_e) \sin \theta_e d\theta_e. \quad (12)$$

Из соотношения между углами θ_e и θ_A следует, что

$$E_A = E_{A \text{ макс}} \cos^2 \theta_A = E_{A \text{ макс}} \sin^2 \frac{\theta_e}{2};$$

$$dE_A = \frac{1}{2} E_{A \text{ макс}} \sin \theta_A d\theta_A. \quad (13)$$

Отсюда следует соотношение между спектром энергий и дифференциальным поперечным сечением рассеяния электронов:

$$n(E_A) = \frac{4\pi}{E_{A \text{ макс}}} \sigma_e 2 \sin^{-1} \left[\left(\frac{E_A}{E_{A \text{ макс}}} \right)^{1/2} \right]. \quad (14)$$

Используем для оценки формулу Резерфорда. В этом случае

$$n(E_A) = \frac{4\pi\sigma_0}{E_{A \text{ макс}}} \left(\frac{E_{A \text{ макс}}}{E_A} \right)^2. \quad (15)$$

Из последнего выражения видно, что наибольшее число атомов получает малые энергии. Характер зависимости сохраняется и в случае использования более точной формулы для сечения рассеяния. На рис. 2 показано распределение энергий, передаваемых атомам германия

* Имеются в виду атомы, получившие избыточную кинетическую энергию.

электронами с начальной энергией 1,5 и 3 Мэв. За исключением участка, соответствующего почти лобовым столкновениям, кривые совпадают. Таким образом, при бомбардировке кристаллов электронами с различной энергией следует ожидать, что подавляющее большинство дефектов будет возникать в результате столкновений с передачей

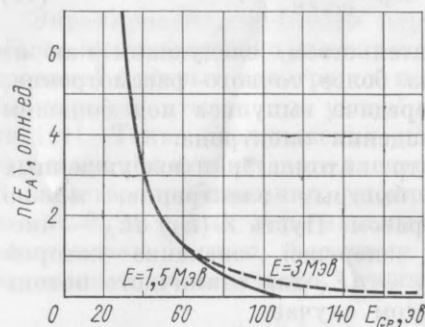


Рис. 2. Распределение энергий, передаваемых атомам германия электронами с начальной энергией 1,5 и 3 Мэв.

атомам энергии, лишь незначительно превосходящей пороговое значение. Если исходить из предположений о том, что пороговая энергия E_d , необходимая для смещения атома в междоузлии, не зависит от направления импульса атома $\bar{P}_A$ и что в каждом акте рассеяния, сопровождаемом передачей энергии $E_A > E_d$, возникает один дефект Френкеля, то приведенные выше формулы позволяют подсчитать поперечное сечение Σ_d , характеризующее вероятность возникновения дефектов. Вследствие того, что вероятность возникновения дефектов зависит от энергии электрона E , выражение, которое будет приведено ниже, справедливо лишь при условии малых потерь энергии ΔE электроном в кристалле ($\Delta E \ll E$), т. е. для достаточно тонких образцов. Для того чтобы вычислить концентрацию дефектов N_d , возникающих в результате бомбардировки интегральным потоком электронов Φ , значение Σ_d надо умножить на Φ и число атомов N в 1 см³:

$$N_d = \Sigma_d \Phi N. \quad (16)$$

Очевидно, что дефекты должны возникать при всех столкновениях, для которых угол θ_A имеет величины между $\theta_A = 0$ (лобовое столкновение) и $\theta_{A \text{ макс}}$, определяемым из условия

$$E_{A \text{ макс}} \cos^2 \theta_{A \text{ макс}} = E_d,$$

т. е.

$$\cos \theta_{A \text{ макс}} = \sqrt{E_d / E_{A \text{ макс}}}. \quad (17)$$

Окончательное выражение для $\Sigma_d(E)$ будет

$$\Sigma_d(E) = 8\pi\sigma_0 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{x_0^2} - 1 \right) + \pi\alpha\beta \left(\frac{1}{x_0} - 1 \right) + (\beta^2 + \pi\alpha\beta) \ln x_0 \right], \quad (18)$$

где

$$\sigma_0 = \left(\frac{Ze^2}{2mc^2} \right) \frac{1-\beta^2}{\beta^4}; \quad \alpha = \frac{Ze^2}{hc} = \begin{cases} 0,23 & \text{для Ge,} \\ 0,1 & \text{для Si;} \end{cases}$$

$$x_0 = \cos \theta_{A \text{ макс}} = \sqrt{\frac{E_d}{E_{A \text{ макс}}}};$$

$$\beta = \frac{\left[\frac{2E}{mc^2} + \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{2E}{mc^2} + \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2}.$$

Таким образом, функция $\Sigma_d(E)$ для кристалла, состоящего из одинаковых атомов, определяется параметром E_d .

В ряде случаев важно знать полное число смещенных атомов, которое должно возникнуть в результате бомбардировки кристалла быстрыми электронами. Используя приведенные выше допущения о существовании пороговой энергии E_d , не зависящей от направления падения электронов, Кейн вычислил полное количество смещенных атомов $N^+(E)$, приходящееся на один падающий электрон, для германия и кремния [17]. Построенные им кривые зависимости значения N^+ от энергии

электронов E приведены на рис. 3. При расчете числа смещенных атомов предполагалось, что в случае, когда энергия первично смещенного атома E_A превышает $2E_d$,

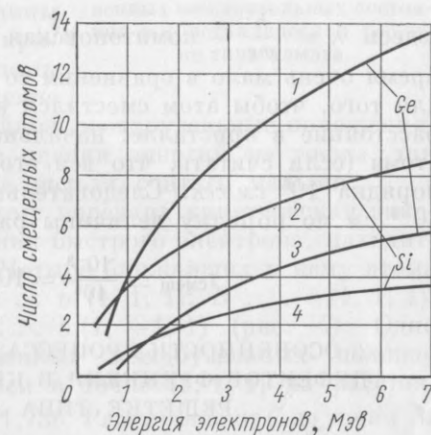


Рис. 3. Количество смещенных атомов, приходящееся на один падающий быстрый электрон, для германия и кремния при значениях E_d 15 (1, 2) и 30 (3, 4) эВ.

возникают вторичные и т. д. дефекты, и полное число дефектов при таком столкновении будет $\bar{v} = E_A/2E_d$ [18].

Теория рассеяния релятивистских электронов ядрами, развитая Моттом, Мак-Кинлеем и Фешбахом, была проверена путем изучения рассеяния в тонких металлических фольгах; точность совпадения теории с экспериментом превышает 1%. Поэтому характер первичного акта передачи энергии атомам кристалла быстрыми электронами, в отличие от дальнейших стадий процесса возникновения и стабилизации дефекта, можно считать надежно установленными.

Силы взаимодействия между атомом, которому передан импульс, и соседними атомами в решетке практически не влияют на его движение в начальный момент. В последующих стадиях они играют основную роль. «Время столкновения» τ_i для электронов с кинетической энергией в несколько мегаэлектрон-вольт

$$\tau_i \simeq \frac{\lambda}{c} \simeq 10^{-20} \text{ сек}$$

(здесь $\lambda = \frac{h}{mc}$ — комптоновская длина волны). Это время очень мало в сравнении со временем, необходимым для того, чтобы атом сместился на типичное межатомное расстояние в кристалле: начальная скорость смещенного атома (если считать, что вся его энергия кинетическая) порядка 10^6 см/сек . Следовательно, время смещения на 10^{-8} см по порядку величины равно

$$\tau_{\text{смещ}} \simeq \frac{10^{-8}}{10^6} = 10^{-14} \text{ сек.}$$

2. ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДЕФЕКТОВ ФРЕНКЕЛЯ В КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ ТИПА АЛМАЗА

После столкновения электрона с атомом силы связи, действующие на смещенный атом, стремятся вернуть его в первоначальное положение. Для малых смещений эти силы можно оценить из известных значений упругих констант. Атом Ge с кинетической энергией 25 эв имеет скорость порядка 10^6 см/сек , очень малую по сравнению со скоростями электронов, соответствующими их энергиям связи в кристалле и достигающими значений около 10^8 см/сек . Таким образом, электроны будут в любой

заданный момент находиться в состояниях, соответствующих наименьшей энергии для данной конфигурации ядер, подобно случаю упругой деформации кристалла. Согласно приближенной теории упругих констант [19], в решетках типа алмаза энергия ΔE_A , которую нужно затратить, перемещая атом в произвольном направлении на малое расстояние x , может быть выражена как:

$$\Delta E_A = c' \left(\frac{x}{b} \right)^2, \quad (19)$$

где значение c' для германия равно 18,3 эв, а $b = 1,41 \times 10^{-8} \text{ см}$ — расстояние между двумя ближайшими соседними атомами.

Используя данные о наличии в решетке типа алмаза «естественных» междоузельных состояний, выражение (19) и известные величины энергии связи атомов в кристалле, можно оценить потерю энергии на перемещение атома из узла в ближайшие междоузельные положения. Разумеется, дальнейшие оценки энергий не точны, так как перемещения атомов нельзя считать малыми.

Пусть атом O , которому передана кинетическая энергия в результате рассеяния быстрого электрона, находится в начале координат. Четыре ближайших к нему атома находятся в точках $A \dots b(1, 1, 1)$; $B \dots b(1, 1, 1)$; $C \dots b(1, 1, -1)$; $D \dots b(1, -1, 1)$ (рис. 4). Одно из ближайших естественных междоузельных положений O_1 находится на оси в точке $(1, 1, 1)$ на расстоянии OO_1 , равном $b\sqrt{3} = 1,73b$. Расстояние от O до точки M на пересечении линии OO_1 и плоскости, в которой расположены три ближайших атома, $d = 0,6b$. Потенциальная энергия $\Delta E_A(O_M)$, соответствующая смещению d_{OM} , составляет около 6 эв. Подробное рассмотрение взаимодействия атома O с соседними атомами при смещении O в направлении OO_1 , а также в направлениях других ближайших междоузлий, проведенное Коном [20], показывает, что энергия, соответствующая смещению ближайших соседних атомов, мала по сравнению с энергией $\Delta E_A(O_M)$.

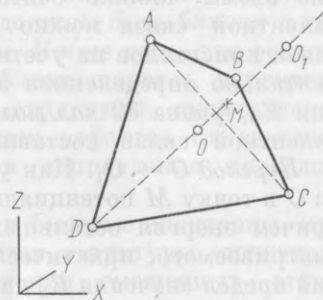


Рис. 4. Расположение ближайших соседних атомов и естественных междоузельных состояний в кристаллической решетке типа алмаза.

Свободный атом Ge или Si имеет конфигурацию внешних электронов $4s^2 4p^2$. В кристаллической решетке вероятность пространственного распределения внешних электронов соответствует комбинации волновых функций s - и p -состояний. Максимальная вероятность нахождения электронов имеет место вдоль линий, соединяющих соседние атомы. Можно считать приближенно, что энергию валентной связи можно вычислить, разделив энергию связи кристаллов на учетверенное число атомов. Экспериментально определенная энергия связи кристалла германия E_{Ge} равна 89 кал/моль . Отсюда следует, что энергия валентной связи составляет $E_{Ge}/4N_{Ge} = 1,92 \text{ эв}$.

Переход $O \rightarrow O_1$. Как уже упоминалось, при смещении из O в точку M потенциальная энергия возрастает на 6 эв , причем энергия остальных атомов, за исключением рассматриваемого, практически не меняется. Оценивая верхний предел значения E_d для смещения OO_1 вдоль оси $\langle 111 \rangle$, следует складывать потенциальную энергию $\Delta E_A(OM)$ и энергию, необходимую для разрыва четырех валентных связей; таким образом,

$$E_d(OO_1) \leq (6 + 4 \cdot 1,92) = 13,7 \text{ эв}.$$

Это значение весьма близко к экспериментальным данным, полученным в последующих работах Брауна и Аугустиньяка [21], а также Смирнова [23]. Согласно данным первых двух авторов, значение E_d составляет $15,3 \text{ эв}$, Л. С. Смирнов приводит значение, близкое к $15,7 \text{ эв}$. Однако, с точки зрения теории, для перехода OO_1 отсутствует потенциальный барьер, который мог бы стабилизировать возникший дефект.

Переход в точку b $[(2, 0, 0), (0, 2, 0) \text{ или } (0, 0, 2)]$. В этом случае, в отличие от перехода OO_1 , атом O должен пройти через точку, лежащую между атомами B и C . Использование выражения для потенциальной энергии смещения атома, с учетом взаимодействия с атомами B и C и необходимости разрыва валентных связей, дает в этом случае существенно более высокое значение пороговой энергии:

$$E_{d2} = (33,5 \pm 4) \text{ эв}.$$

Весьма существенно, что энергия порядка $3-4 \text{ эв}$ в этом случае затрачивается на смещение атомов B и C , последующее возвращение которых в положение, близкое к первоначальному, может вызвать возникновение потенциального барьера, стабилизирующего дефект.

Остальные естественные междоузельные положения, окружающие атом O , могут быть заняты этим атомом лишь после столкновений с соседними атомами, сопровождающихся значительной передачей энергии, и соответственно значения E_d должны быть в этих случаях существенно большими, чем для переходов, рассмотренных выше.

Параметр E_d показывает, что пороговые энергии по своей величине действительно должны быть близки к значению, предложенному Зейтцем. Кроме того, для решеток типа алмаза можно ожидать вблизи «порога», характеризующего появление дефектов структуры, существенную зависимость числа возникающих дефектов от взаимной ориентации осей кристалла и направления падающих электронов.

Гамма-кванты, так же как и быстрые электроны, приводят к возникновению дефектов структуры «точечного» типа. Вероятность возникновения смещенных атомов в результате непосредственного взаимодействия γ -квантов с ядрами вещества кристалла очень мала. Основную роль в создании дефектов играет действие на кристалл быстрых электронов, возникающих в результате фотоэффекта и явления Комптона, а также пар электронов и позитронов, возникающих при достаточно высоких энергиях γ -квантов.

Полное сечение поглощения γ -квантов определяется тремя упомянутыми процессами. Для подсчета числа смещенных атомов необходимо пользоваться рассмотренной выше теорией возникновения дефектов Френкеля под действием быстрых электронов и позитронов*.

Расчеты числа смещенных атомов, возникших в результате воздействия γ -квантов на кремний и германий, были проведены в уже упоминавшейся работе [17]. В расчетах было использовано предположение о существовании пороговой энергии возникновения дефектов E_d и достоверности образования дефекта при $E_A > E_d$. Результаты вычислений Кейна для пороговых энергий, равных 15 и 30 эв , и энергий γ -квантов до 7 Мэв приведены на рис. 5, 6. Судя по имеющимся экспериментальным данным, спектры энергетических уровней дефектов, возникающих под действием быстрых электронов и γ -квантов, совпадают, как это и следует из теории.

* В последнем случае необходимо учитывать вероятность аннигиляции, что приводит к небольшому снижению числа возникающих дефектов.

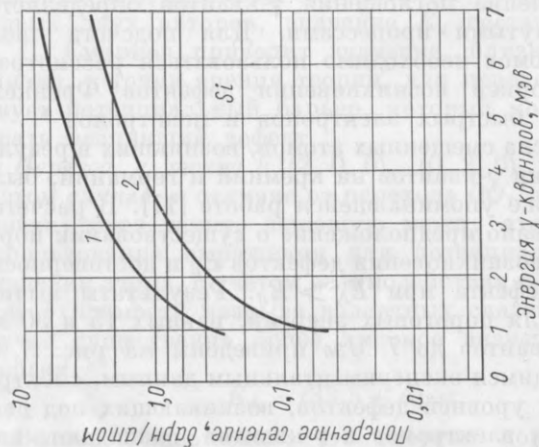


Рис. 5. Поперечное сечение σ_d , характеризующее вероятность смещения атомов кремния под действием γ -квантов в предположении, что $E_d = 15$ эв (1) и $E_d = 30$ эв (2).

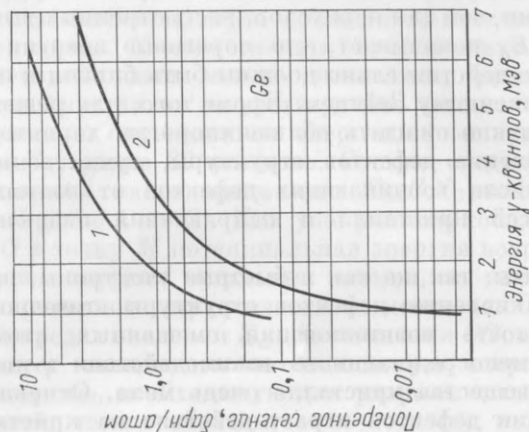


Рис. 6. Поперечное сечение σ_d , характеризующее вероятность смещения атомов германия под действием γ -квантов в предположении, что $E_d = 15$ эв (1) и $E_d = 30$ эв (2).

3. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДЕФЕКТОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ И ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Быстрые нейтроны образуют дефекты структуры, передавая часть своей кинетической энергии атомным ядрам. Обычно ядро отдачи увлекает за собой и электронную оболочку. Лишь наиболее слабо связанные электроны внешней оболочки имеют заметную вероятность быть оторванными от атома, с ядром которого столкнулся нейтрон [11, 12]. Наиболее вероятным процессом является упругое рассеяние быстрого нейтрона. Энергия, передаваемая ядрам, имеет значение от нуля до $E_{A \text{ макс}}$:

$$E_{A \text{ макс}} = \frac{4M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} E_n, \quad (20)$$

где M_n — масса нейтрона; E_n — его кинетическая энергия. Распределение энергии атомов отдачи связано с угловым распределением рассеиваемых электронов. Простейшим и наиболее часто применяемым предположением является изотропное рассеяние нейтронов. В этом случае все значения энергии отдачи, от 0 до $E_{A \text{ макс}}$, равновероятны. Средняя энергия, передаваемая при рассеянии, равна

$$\bar{E}_A = \frac{1}{2} E_{A \text{ макс}}. \quad (21)$$

Значение сечения, характеризующего вероятность рассеяния, лежит обычно в области $(1-10) \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$ для быстрых нейтронов, возникающих при делении ядер. Эти нейтроны имеют энергию от нуля до 15 Мэв при средней энергии 2 Мэв. Если считать среднюю энергию нейтронов равной 2 Мэв *, из формул (20) и (21) следует, что средняя энергия ядер (атомов) отдачи равна

$$\bar{E}_A = \frac{4}{A} \left(1 + \frac{1}{A}\right)^{-2} \simeq \frac{4}{A} \text{ Мэв}, \quad (22)$$

где A — атомный вес.

Средняя энергия атомов отдачи при бомбардировке быстрыми нейтронами во много раз превышает среднюю

* При облучении в реакторе спектр нейтронов, падающих на образец, может быть существенно отличным от спектра «первичных» нейтронов в зависимости от условий опыта, в первую очередь от геометрии и вещества, используемого в качестве материала.

энергию атомов отдачи, возникающих при бомбардировке заряженными частицами (α -частицы, протоны) с той же энергией.

В последнее время в ряде экспериментальных работ теоретически было показано, что предположение об изотропном рассеянии быстрых нейтронов не является хорошим приближением. В действительности нейтроны с энергией порядка нескольких мегаэлектрон-вольт рассеиваются предпочтительно в направлении вперед. Вследствие этого средняя передаваемая энергия меньше рассчитанной по формуле (21). Возможны и процессы неупругого рассеяния, что также должно приводить к снижению средней кинетической энергии ядер отдачи.

Эффект анизотропии рассеяния снижает значение $\bar{E}_A$ в большинстве элементов на 30—50% для нейтронов с энергией около 1—2 Мэв. При больших энергиях нейтронов поправка возрастает.

Выше было показано, что кинетическая энергия, передаваемая ядрам атомов быстрыми нейтронами в актах рассеяния, значительно превышает порог образования дефектов E_d . Это утверждение справедливо и в случае бомбардировки тяжелыми заряженными частицами с энергиями в области нескольких Мэв. Первично выбитые атомы, в свою очередь, способны смещать каскад вторичных, в результате чего полное число элементарных структурных дефектов всегда значительно превышает число актов рассеяния быстрых нейтронов в кристалле. Число первично выбитых в едином объеме атомов N_p можно выразить как

$$N_p = \Phi N_A \sigma_d, \quad (23)$$

где Φ — интегральный поток; N_A — число атомов в 1 см³ и σ_d — поперечное сечение столкновений, вызывающих выбивание первичных атомов*.

В случае бомбардировки нейтронами, как указывалось выше, обычно считают, что $\sigma_d = \sigma_T$, где σ_T — полное сечение взаимодействия нейтронов. Обозначим $\bar{\nu}$ среднее число атомов, смещенных первичными, включая и сам первичный атом. Величина $\bar{\nu}$ зависит от энергии первичного атома; усреднение по энергиям дает значение $\bar{\nu}$.

* В дальнейшем термин «первичный атом» будет использоваться для обозначения атома, выбитого из узла и имеющего значительную кинетическую энергию.

Полное число смещенных атомов в 1 см³, N_d , выражается как

$$N_d = \bar{\nu} N_p. \quad (24)$$

В дальнейшем все столкновения будут считаться парными. Это предположение оправдывается тем, что радиус действия сил в этом случае значительно меньше межатомных расстояний в кристалле. Предполагается также, что атомы кристаллической решетки вначале покоятся; упорядоченность атомов не учитывается. Кроме того, различные авторы делали дополнительные предположения, в частности, Кинчин и Пиз [18] предполагают, что:

а. Первичный атом теряет энергию только на ионизацию в веществе до тех пор, пока его кинетическая энергия не достигнет граничного значения E_i , определяемого, согласно Зейтцу, как

$$E_i = \frac{1}{8} \frac{M_i}{m} E_g, \quad (25)$$

где M_i — масса движущегося атома; m — масса электрона; E_g — наименьшая энергия возбуждения электронов, совпадающая с «оптической шириной» запрещенной полосы.

б. Все движущиеся атомы с энергией ниже E_i теряют энергию лишь в результате упругих соударений с атомами решетки.

в. Атом неизбежно уходит из узла, если ударом другого атома ему сообщается кинетическая энергия E_A , превосходящая пороговую энергию E_d , и остается в узле, если $E_A < E_d$.

г. Налетающий атом остается в узле, если другой атом получает энергию больше E_d , а у первого после столкновения $E_A < E_d$. Таким образом, полное число дефектов растет лишь в случае, когда оба атома после столкновения имеют энергии, превышающие E_d .

Согласно рассматриваемой модели процесса, атомы не могут преодолеть потенциальный барьер до тех пор, пока не приобретут возможность сталкиваться с другими атомами и смещать последние. Атом уходит из узла с полной кинетической энергией, переданной при столкновении.

С другой стороны, в расчетах Зейтца [11], Снайдера и Нейфельда [23] предполагалось, что атом потеряет часть кинетической энергии, равную E_d , до того, как

получит возможность смещать другие атомы. Одновременно предполагалось, что налетающий атом не может остаться в узле вместо смещенного. Указанные различия в предположениях в значительной степени компенсируют друг друга в количественных результатах.

При анализе каскадного процесса обычно используются законы столкновения твердых шаров; показано, что применение закона Резерфорда, более точно описывающего столкновения в области сравнительно больших энергий, не приводит к существенному изменению вычисленного количества смещенных атомов.

Зависимость среднего числа дефектов $\bar{\nu}$ от E_A * может быть вычислена следующим образом. Пусть E меньше, чем E_i , и больше, чем $2E_d$. При упругом столкновении первый атом передает второму энергию E'_2 , сохранив энергию E'_1 ; $E'_1 + E'_2 = E_1$. По закону соударения твердых шаров все значения передаваемой энергии от 0 до E_1 равновероятны, и дифференциальное поперечное сечение $d\sigma$ для передачи энергии в диапазоне $E - E + dE$ равно

$$d\sigma = c' dE; \quad c' = \frac{\pi a_1^2}{E_1}, \quad (26)$$

где a_1 — радиус сферы. После первого размена энергий число смещений, которое еще может произвести первый атом, равно $\nu(E'_1)$, если $E'_1 \geq E_d$, или нулю, если $E'_1 < E_d$. Среднее число смещений, произведенных первым атомом, можно определить как

$$\int_{E_d}^{E_1} \frac{1}{E_1} \nu(E'_1) dE'_1. \quad (27)$$

Число смещений, вызванных вторым атомом, равно $\nu(E'_2)$, если $E'_2 \geq E_d$, и нулю при $E'_2 < E_d$. Умножая число смещений на вероятность данного распределения энергий и интегрируя по энергиям, получаем формулу, аналогичную (27).

Складывая оба интеграла, получаем уравнение для $\nu(E)$, справедливое в области $2E_d \leq E < E_i$:

$$\nu(E) = \frac{2}{E} \int_{E_d}^E \nu(E') dE'. \quad (28)$$

* Далее индекс «А» будет опущен.

Умножив обе стороны последнего выражения на E и про- дифференцировав по E , получим

$$E \frac{d\nu}{dE} = \nu \text{ в области } 2E_d < E < E_i, \quad (29)$$

решение которого $\nu(E) = CE$.

Постоянная C определяется из условия, что $\nu(2E_d) = 1$.

$$\left. \begin{aligned} \nu(E) &= 1 && \text{при } 0 < E < 2E_d, \\ \nu(E) &= \frac{E}{2E_d} && \text{при } 2E_d < E < E_i, \\ \nu(E) &= \frac{E_i}{2E_d} && \text{при } E > E_i. \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

Таким образом, в среднем половина энергии первичного атома расходуется на образование дефектов, а вторая

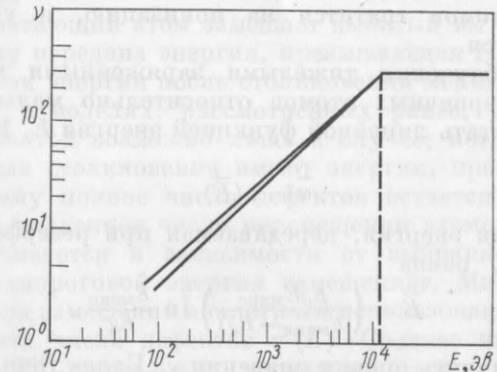


Рис. 7. Зависимость числа смещенных атомов ν от энергии первичного атома (каскадные теории) для германия ($E_d = 15$ эв; $E_i \approx 12\,000$ эв).

половина теряется в столкновениях, не сопровождающихся смещением атомов.

На рис. 7 изображена зависимость $\nu(E)$, вычисленная согласно модели Кинчина (нижняя кривая) и Зейтца (верхняя кривая). Вблизи энергии $E = E_d$ различие между ними существенно, а при больших энергиях они практически совпадают. Результаты Зейтца с хорошим приближением выражаются формулой

$$\nu(E) = 0,56 + 0,56 \frac{E}{E_d}. \quad (31)$$

Для вычисления полного числа дефектов в объеме кристалла значение ν необходимо усреднить по спектру энергии первичных атомов.

При бомбардировке веществ с не слишком малым атомным весом быстрыми нейтронами в реакторе большинство первичных атомов имеет энергию в области, где $\nu(E)$ можно считать линейной функцией E . В этом случае усреднение приводит к замене E в выражении $\nu = E/2E_d$ на $E = f \cdot \frac{1}{2} E_{\text{макс}}$:

$$\nu = f \frac{2M_n M_A}{(M_n + M_A)^2} \cdot \frac{\bar{E}_n}{E_d}, \quad (32)$$

где $\bar{E}_n$ — средняя кинетическая энергия нейтронов, f — фактор, учитывающий анизотропию рассеяния.

При бомбардировке или облучении веществ нейтронами большой энергии значительная часть энергии первичных атомов тратится на ионизацию, и усреднение усложняется.

При облучении тяжелыми заряженными частицами энергии первичных атомов относительно малы, и $\nu(E)$ нельзя считать линейной функцией энергии E . Используя равенство

$$\bar{\nu} = \nu(\bar{E}), \quad (33)$$

где средняя энергия, передаваемая при резерфордском рассеянии, равна

$$\bar{E} = \left(\frac{E_d E_{\text{макс}}}{E_{\text{макс}} - E_d} \right) \ln \frac{E_{\text{макс}}}{E_d}, \quad (34)$$

можно получить оценку значения ν . Более точная формула, выведенная Динсом, дает

$$\bar{\nu} = \frac{1}{2} \left(\frac{E_{\text{макс}}}{E_{\text{макс}} - E_d} \right) \left(1 + \ln \frac{E_{\text{макс}}}{2E_d} \right). \quad (35)$$

Отсюда видно, что бомбардировка заряженными частицами с энергией порядка 1 Мэв приводит в основном к появлению очень малых групп дефектов по сравнению со случаем бомбардировки быстрыми нейтронами в реакторе. Это является прямым следствием различия между рассеянием в кулоновском поле и рассеянием нейтронов ядрами.

Любая из каскадных моделей дает грубое приближение, и результат расчета может значительно отличаться от истинного числа смещенных атомов.

Помимо прямого выбивания в междоузлия облучение кристалла может сопровождаться перемещением возникающих дефектов в результате цепочек последовательных передач импульса движущимся атомом атому в узле*.

Теория каскадного процесса, учитывающая столкновения с замещением, развита в работе [18]. Авторы предполагают существование резко разграниченных областей ионизационных потерь и упругих столкновений и используют в своем анализе законы столкновения твердых шаров. Кроме этого, делаются новые предположения:

а. Атом уходит из узла, получив кинетическую энергию, превышающую E_d . Кроме того, в случае, когда переданная атому энергия лежит в области между E_d и E_r , где $E_r < E_d$, а остаток энергии у вылетающего атома меньше E_d , налетающий атом остается в узле решетки на месте выбитого, т. е. дефект смещается в новое положение.

б. Налетающий атом замещает выбитый им атом, если последнему передана энергия, превышающая E_d , а у первого остаток энергии после столкновения меньше, чем E_d .

Как и в моделях, рассмотренных ранее, увеличение числа дефектов возможно лишь в случае, когда оба эти атома после столкновения имеют энергии, превышающие E_d . Поэтому полное число дефектов остается прежним. Однако вычисленное число перемещений атомов в решетке увеличивается в зависимости от выбранного значения E_r — «пороговой энергии замещений». Метод вычисления числа замещений аналогичен использованному выше для расчета числа дефектов $\nu(E)$. Среднее число замещений $\mu(E)$, вызываемых первичным атомом, имеющим кинетическую энергию E , определяется как

$$\mu(E) = \frac{E}{2E_d} \left(1,6 \ln \frac{E_d}{E_2} + 1 \right); \quad E \geq E_d. \quad (36)$$

Сравнивая выражения для $\mu(E)$ и $\nu(E)$, получаем отношение

$$\frac{\mu(E)}{\nu(E)} = 1,6 \ln \frac{E_d}{E_r} + 1. \quad (37)$$

Отсюда видно, что, если E_r существенно меньше E_d , каждому появлению дефекта сопутствуют несколько заме-

* Процессы последовательной передачи энергии и импульса вдоль цепочки атомов называют «фокусированными столкновениями» [24].

щений. Прямых оценок E_r не существует: авторы работы [18] полагают, что $E_d \simeq 10E_r$; в этом случае $\mu(E) \simeq 5\nu(E)$.

Значительная энергия, переданная одному атому кристалла в первичном акте рассеяния частицы (например, нейтрона), в последующие моменты распределяется между большим числом атомов. Состояние вещества вблизи точки первоначальной передачи энергии можно приближенно представить как быстрый нагрев ограниченного объема до высокой температуры. Помимо рассмотренного выше каскадного размножения дефектов их окончательное число, определяющее изменение свойств облученного кристалла, должно сильно зависеть от скорости выравнивания энергий в области сильного возбуждения. Использование обычной теории теплопроводности позволяет сделать некоторые оценки и построить качественную картину процессов, следующих за передачей энергии первичному атому. Следует помнить, однако, что в области возбуждения не успевает установиться равновесное распределение и, строго говоря, ее состояние нельзя характеризовать температурой.

Время и расстояние, характеризующие рассасывание области возбуждений, настолько малы, что макроскопические законы теплопроводности можно использовать лишь для качественного описания.

Зейтц и Келер считают, что в начальный момент возбуждение в веществе может быть настолько большим, что значительная часть атомов в возбужденном объеме кристалла разупорядочивается, и используют в этом случае термин displacement spike (клин смещений).

Согласно тепловой теории, энергию E_A , переданную одному из атомов частицей, считают внезапно выделившейся в виде тепловой энергии в малом объеме непрерывной среды и распространяющейся по классическим законам теплопроводности. Среда характеризуется коэффициентом диффузии тепла D и температурой $T(r, t)$ в каждой точке r в момент t . Коэффициент диффузии D связан с теплопроводностью C , теплоемкостью c и плотностью d соотношением

$$D = \frac{C}{cd}. \quad (38)$$

Теплопроводность полупроводников и металлов представляет собой сумму членов, соответствующих теплопроводности кристаллической решетки и вкладу электро-

нов в зоне проводимости [7]. Можно считать, что рассматриваемый вид возбуждения в кристалле, который в первую очередь связан с перемещением атомов, т. е. решеткой, не распространяется, по крайней мере в начальной, наиболее важной стадии, на носители тока. Таким образом, значение C должно соответствовать теплопроводности решетки. Значение D обычно близко к $10^{-3} \text{ см}^2/\text{сек}$. Температура в области возбуждения подчиняется уравнению теплопроводности:

$$\nabla^2 T = \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (39)$$

Решением этого уравнения, соответствующим выделению энергии в начале координат в момент времени $t = 0$ при условии, что исходная температура вещества равна T_0 , а r — расстояние от начала координат, будет

$$T(r, t) = T_0 + \frac{E_A}{(4\pi)^{3/2} cd} \cdot \frac{1}{(Dt)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{4Dt}}. \quad (40)$$

В любой момент времени температура максимальна вблизи начала координат и падает пропорционально $t^{-3/2}$.

Если энергия первичного атома высока и точки его столкновений с атомами решетки достаточно удалены друг от друга, то области ударного теплового возбуждения можно считать сферическими. По мере замедления первичного атома эти области начинают перекрываться; этот процесс можно рассматривать как равномерное выделение тепловой энергии вдоль пути первичного атома. Если тепловая энергия, отнесенная к единице длины трека частицы, равна Q' , а ρ — радиус, решение уравнения теплопроводности будет

$$T(\rho, t) = T_0 + \frac{Q'}{4\pi cd} \cdot \frac{1}{Dt} e^{-\frac{\rho^2}{4Dt}}. \quad (41)$$

Наиболее радикальная точка зрения на процесс образования дефектов в случае больших энергий первичных атомов была высказана Бринкменом [25]. Согласно его расчетам, среднее расстояние между столкновениями, сопровождаемыми выбиванием вторичных атомов, составит равным расстоянию между атомами уже при энергии первичного атома порядка $2 \cdot 10^4 \text{ эв}$. Из этого следует, что, как только энергия первичного атома упадет до

указанного значения, он тормозится чрезвычайно быстро, создавая столь плотную область вторичных смещений, что рассматривать в последней каждое смещение (дефект) в отдельности невозможно, т. е. большое число атомов приблизительно в цилиндрическом объеме перейдет в совершенно разупорядоченное состояние, подобное расплавленной жидкости или пару вещества.

Бринкмен считает, что вблизи трека первичного атома произойдет «инверсия», т. е. атомы, находившиеся вначале вблизи трека, будут выброшены на наибольшее расстояние от него. Разупорядоченная область кристаллизуется вновь в течение 10^{-10} — 10^{-12} сек, начиная от внешней границы. Можно ожидать, что большая часть атомов вновь расположится подобно первоначальной решетке кристалла. Окончательное число дефектов, т. е. вакансий и атомов в междоузлиях, а также дислокаций в виде замкнутых петель не будет совпадать с рассчитанным по каскадным теориям.

К сожалению, представления Бринкмена не приводят к сколько-нибудь определенным количественным результатам. Исходные предположения его теории (большая частота столкновения атомов в области упругого взаимодействия по сравнению с принятой в других теориях) были подвергнуты критике; в частности, Ф. Зейтцем, Л. С. Смирновым было предложено, что представления «тепловой» теории возникновения радиационных дефектов могут быть применены и в случае бомбардировки кристаллов быстрыми электронами, т. е. при первично передаваемой энергии E_A порядка нескольких десятков электрон-вольт [26]. Возможности экспериментальной проверки представлений о «тепловом разупорядочении» сравнительно больших областей в кристаллах при бомбардировке частицами связаны с тем, что в этом случае должна значительно облегчиться диффузия примесей и самодиффузия.

4. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К ВОЗНИКНОВЕНИЮ ДЕФЕКТОВ

Наряду с ударными механизмами смещения атомов в кристалле, которые доминируют в случаях облучения частицами достаточно высоких энергий, следует учитывать возможность процессов возникновения радиационных дефектов иного рода, особенно отчетливо обнаруживаю-

щихся в ионных диэлектрических кристаллах при облучении рентгеновскими лучами [27, 28]. В последнее время были получены экспериментальные данные, указывающие на возможность «ионизационного» образования дефектов и в полупроводниковых соединениях.

Модель ионизационного механизма образования дефектов была предложена Варли [28, 29]. Согласно его предположению, в щелочно-галогидных кристаллах достаточно велика вероятность многократной ионизации отрицательного галоидного иона. Ион с изменившимся зарядом, т. е. положительный, окружен положительными ионами щелочного металла; подобная система ионов должна быть электростатически неустойчивой. Если состояние многократной ионизации сохраняется достаточно долго, ион может быть смещен из узла в междоузлие, например вследствие суммарного действия электростатических сил и теплового движения. Согласно модели Варли, силы отталкивания между ионом в междоузлии и вакансией могут быть достаточными для того, чтобы возникшие дефекты стабилизировались вследствие дальнейшего перемещения междоузельного иона и вакансии.

К сожалению, модель Варли включает в себя параметры пока не поддающиеся надежному вычислению или прямой экспериментальной проверке. Основными условиями, достаточными для возникновения дефектов вследствие ионизации, являются большая вероятность многократной ионизации, достаточная длительность жизни многозарядного иона, а также устойчивость междоузельного положения смещенного иона.

Многократная ионизация может быть следствием эффекта Оже, следующего за вырыванием электрона с одной из внутренних оболочек атома, или происходить в результате независимых актов ионизации, например при поглощении двух фотонов. В первом случае число образующихся дефектов должно зависеть от интенсивности радиации линейно, во втором — квадратично или пропорционально более высокой степени интенсивности радиации. Говард, Воско и Смолуховский [30] оценили вероятность эффекта Оже в щелочно-галогидных кристаллах и показали, что возможно поглощение электромагнитной радиации при взаимодействии с электронами главным образом глубоких оболочек. Это поглощение сопровождается вырыванием фотоэлектронов, в свою очередь ионизирующих уже многие оболочки. Полная

вероятность многократной ионизации в ионных кристаллах, например KCl, оказывается достаточной для осуществления процесса Варли (см. также [31]).

Оценки времени существования многозарядных ионов разными исследователями не согласуются друг с другом. Согласно работе [32], время захвата электрона из зоны проводимости во много раз больше периода колебаний решетки. С другой стороны, Декстер [33] считает, что положительный галоидный ион можно рассматривать как две локализованные дырки в валентной зоне, и приходит к выводу, что эти дырки должны разделиться в пространстве всего за время порядка 10^{-15} сек. Эту оценку Варли подверг критике.

Вопрос о применимости модели Варли или ее модификаций к полупроводникам обсуждался на Международном симпозиуме по радиационным нарушениям в полупроводниках во Франции в 1964 г.* По сложившемуся в итоге обсуждения мнению, эта модель в ее исходном виде вряд ли может быть применена к полупроводникам в случаях, когда в них наблюдается образование дефектов под действием электронов или фотонов небольшой энергии. Однако самый факт возникновения дефектов в припороговой области энергий и сильное влияние ионизации в кристалле на скорость возникновения дефектов установлены вполне надежно. Детальное изучение ионизационных процессов образования радиационных дефектов в полупроводниках представляет первостепенный принципиальный и практический интерес и, несомненно, привлечет внимание многих исследователей.

* Интересные соображения по вопросу о ионизационном механизме возникновения дефектов высказаны [С. В. Стародубцевым и А. Е. Кивом [34].

Глава II

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ РАДИАЦИОННЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

Из предыдущего видно, что первичный процесс смещения атомов из узлов решетки кристалла может быть рассмотрен теоретически в рамках определенных моделей. Однако современное состояние теории не позволяет предсказать, в какой мере созданные облучением дефекты будут устойчивыми. Энергетический спектр локальных центров, создаваемых облучением в полупроводниках, обычно не поддается вычислению, хотя имеются успехи в полуфеноменологической теории таких центров, использующей экспериментально определенные параметры [35].

Большинство исследований радиационных нарушений в полупроводниках являются экспериментальными. В этих работах преследуются цели, которые частично можно отнести к общим вопросам физики твердого тела, частично — к проблемам получения полупроводниковых материалов с особыми свойствами, определяемыми природой и спектром энергетических уровней радиационных дефектов. К проблемам физики твердого тела, для экспериментального изучения которых полупроводники представляют собой особенно удобные объекты, следует отнести вопрос о пороговых энергиях образования дефектов и получение сведений о процессе возникновения и природе простых и более сложных радиационных нарушений.

Важные результаты для физики реальных кристаллов дает изучение восстановления равновесного состояния в полупроводниках, которое имеет место при отжиге

радиационных дефектов. С другой стороны, изучение устойчивости дефектов важно и с практической точки зрения. Действительно, в случае, когда дефекты приводят к появлению новых свойств полупроводника (например, области инфракрасной фотопроводимости), важно, чтобы эти свойства сохранялись в течение срока службы полупроводникового прибора. А вредное влияние дефектов, выражающееся, например, в повышении скорости объемной рекомбинации, в принципе можно устранить, выбирая полупроводниковые материалы, в которых дефекты мало устойчивы, или материалы с достаточно высокими пороговыми энергиями образования дефектов.

С целью исследования количества возникающих под действием жестких излучений дефектов, а также для получения сведений о системе энергетических уровней дефектов систематически применяют измерения электропроводности и эффекта Холла. Совокупность данных опытов, проведенных с кристаллами германия и кремния, а также другими полупроводниками, показывает, что радиационные дефекты даже в наиболее простом случае электронной бомбардировки имеют сложный спектр мелких и глубоких энергетических уровней в запрещенной зоне. Наличие нескольких глубоких уровней захвата носителей у дефектов в кристаллах с достаточно широкой запрещенной зоной качественно объясняют, распространяя представление об уменьшении энергии связи электрона средой с высокой диэлектрической проницаемостью не только на случай однократной ионизации (например, для междоузельного атома Ge или Si), но и на энергию, соответствующую освобождению второго электрона. Аналогично считают, что незаполненные валентные связи в области пустого узла (вакансии) приводят к существованию нескольких уровней захвата электронов. Эти представления были впервые высказаны в работе Джемса и Ларк-Горовица [36], согласно гипотезе которых междоузельный атом является донором, вакансия — акцептором.

Возникновение радиационных дефектов в кристаллах полупроводников сопровождается изменением равновесной концентрации носителей тока вследствие захвата носителей уровнями дефектов или ионизации последних. Сведения о положении и числе энергетических уровней дефектов в запрещенной полосе можно получить, анализируя изменения концентрации свободных носителей,

отнесенные к интегральному потоку частиц Φ , т. е. значение $\Delta n/\Phi$ или $\Delta p/\Phi$ при разных положениях уровня Ферми.

Предполагая, что число дефектов пропорционально потоку, можно записать (для конкретного случая, когда убывает концентрация электронов в полупроводнике n -типа):

$$\frac{-\Delta n + \Delta p}{\Phi} = \sum_m A_m f_m(E_F) - \sum_n D_n [1 - f_n(E_F)], \quad (42)$$

где D и A — число донорных и акцепторных уровней, созданных в единице объема соответственно. Функция $f_i(E_F)$ — вероятность того, что i -й уровень занят электроном. Она зависит от глубины уровня и степени его вырождения. В случае, если с одним дефектом связано несколько уровней, $f_i(E_F)$ для отдельного уровня зависит от степени заполнения уровней, лежащих от него на расстояниях, сравнимых с kT или меньших.

Однако при достаточно удаленных друг от друга уровнях $f_i(E_F)$ соответствует выражению для распределения Ферми и меняется почти от 0 до 1 при изменении расстояния между уровнями дефекта и уровнем Ферми E_F в пределах $4kT$. Поэтому если уровни достаточно разделены, зависимость $-\Delta n + \Delta p/\Phi = \psi(E_F)$ имеет скачки при совпадении E_F и энергии уровней. Чтобы получить разные положения уровня Ферми, в принципе удобнее всего пользоваться набором образцов полупроводника с разными концентрациями легирующей химической примеси (например, доноров).

Обнаруженное в последнее время взаимодействие химических примесей с точечными дефектами осложняет интерпретацию подобных экспериментов.

Для определения положения уровней дефектов и концентрации носителей, захватываемых или освобождающихся с этих уровней, часто используют также температурную зависимость эффекта Холла. Упомянутые выше методы являются классическими в экспериментальной физике полупроводников и весьма подробно рассмотрены в литературе. В последнее время в дополнение к ним большое значение приобрели оптические и фотоэлектрические измерения, а также анализ кинетики неравновесных электронных процессов, возбуждаемых различными ионизирующими агентами, например быстрыми электронами.

1. ПОРОГОВЫЕ ЭНЕРГИИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДЕФЕКТОВ В ГЕРМАНИИ, КРЕМНИИ И ДРУГИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В экспериментах, цель которых состоит в определении минимальной энергии E_d , необходимой для создания дефекта Френкеля, в качестве параметра, позволяющего судить о возникновении дефектов, используют как изменение электропроводности, так и изменение скорости объемной рекомбинации неравновесных носителей [37, 38].

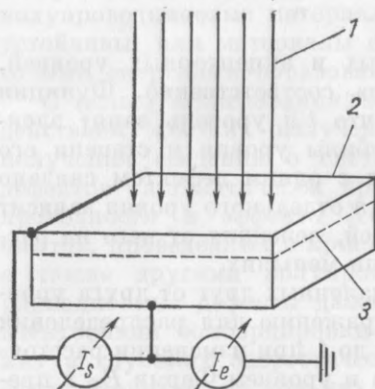


Рис. 8. Схема опыта по определению скорости рекомбинации неравновесных носителей и пороговой энергии возникновения радиационных дефектов в полупроводнике:

1 — поток электронов; 2 — образец; 3 — граница $p-n$ -перехода.

В то же время, если энергия быстрых электронов выше порога возникновения радиационных дефектов и последние являются центрами рекомбинации, то по мере увеличения интегральной дозы отношение вторичного тока I_s между p - и n -областями к первичному току пучка электронов I_e будет постепенно уменьшаться. При достаточно большой по сравнению с длиной диффузии носителей, толщине образца и глубине проникновения электронов и при условии, что дефекты достаточно устойчивы при температуре опыта, число возникающих дефектов, являющихся центрами рекомбинации N_d , пропорционально соответствующему приращению величины $(I_s/I_e)^{-2}$:

$$N_d \sim \Delta \left(\frac{I_s}{I_e} \right)^{-2}. \quad (43)$$

Примером типичных экспериментальных данных могут быть зависимости, изображенные на рис. 9 и относящиеся к соединению InP . Интересным обстоятельством, недавно обнаруженным Бейерлейном при анализе зависимости отношения N_d/N_e (где N_e — интегральная доза электронов) от энергии электронов, представляется существование для каждого из бинарных полупроводников не одного, а двух порогов энергий [38]. Каждый из порогов

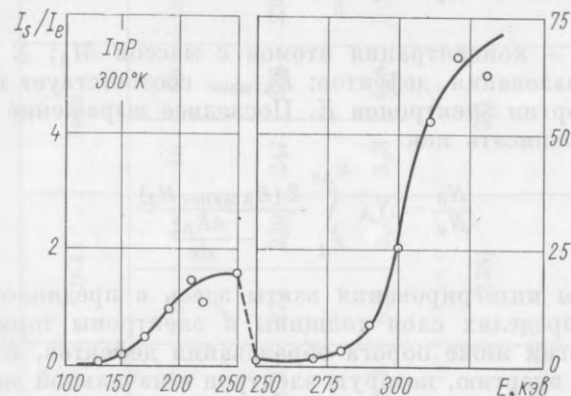


Рис. 9. Зависимость эффективности введения радиационных дефектов в полупроводниковое соединение InP от энергии электронов.

естественно связать с процессом удаления из узлов решетки одной из двух компонент соединения. В случае атомов с большим различием в массах, таким, например, как у P и In , естественно утверждение, что нижнему порогу (-110 кэВ) соответствует удаление из узлов атомов фосфора, в то время как порог, связанный с атомами индия, лежит вблизи 270 кэВ.

В случае центрального соударения электронов, обладающих энергией E , с атомом последнему передается энергия

$$E_{A \text{ макс}} = 2 \frac{m}{M_A} E \left(\frac{E}{mc^2} + 2 \right) \quad (44)$$

или

$$E_{A \text{ макс}} = \frac{561}{A} \epsilon' (\epsilon' + 2) \text{ эВ}, \quad (45)$$

где A — атомный вес, $\epsilon' = \frac{E}{mc^2}$. Энергию ударного смещения атомов из узлов решетки можно вычислить из

этого выражения, подставив в него экспериментальное значение пороговой энергии электронов и известное значение M_A или A .

Полное число смещенных атомов, возникающих при прохождении электрона сквозь слой вещества толщиной d , можно вычислить из следующего выражения:

$$\frac{N_d}{N_e} = N_A \int_0^d \Sigma(E_{A \text{ макс}}, E_d) dx, \quad (46)$$

где N_A — концентрация атомов с массой M_A ; Σ — сечение образования дефектов; $E_{A \text{ макс}}$ соответствует начальной энергии электронов E . Последнее выражение можно также записать как

$$\frac{N_d}{N_e} = N_A \int_{E_d}^{E_{A0}} \frac{\Sigma(E_{A \text{ макс}}, E_d)}{-\frac{dE_A}{dx}}. \quad (47)$$

Пределы интегрирования взяты здесь в предположении, что в пределах слоя толщины d электроны тормозятся до энергии ниже порога образования дефектов, E_{A0} обозначает энергию, которую электрон с начальной энергией E_0 может передать атому решетки. Вблизи порога Σ можно считать линейной функцией разности $(E_{A \text{ макс}} - E_d)$, т. е. $\Sigma \sim (E_{A \text{ макс}} - E_d)$. Производная $-\frac{dE_{A \text{ макс}}}{dx}$, входящая в выражение для N_d/N_e , определяется дифференциальными потерями энергии электронов при торможении в веществе $-\frac{dE}{dx}$ и изменением значения $E_{A \text{ макс}}$ при изменении E :

$$-\frac{dE_{A \text{ макс}}}{dx} = -\frac{dE}{dx} \cdot \frac{dE_{A \text{ макс}}}{dE}. \quad (48)$$

На рис. 10 последнее соотношение использовано для определения порогов возникновения радиационных дефектов в соединении — InP. Вместо обычного линейного масштаба на оси ординат использована шкала, пропорциональная квадратному корню отношения N_d/N_e . По оси абсцисс отложено произведение $\epsilon'(\epsilon' + 2)$, пропорциональное $E_{A \text{ макс}}$. Левая кривая соответствует удалению из узлов атомов фосфора. В примененных координатах начальный участок кривой соответствует линейному росту числа дефектов с увеличением $E_{A \text{ макс}}$, и в пределах

Таблица 2

Пороговые энергии возникновения радиационных дефектов в полупроводниках

Полупроводник	Si	Ge	GaAs	InP	InAs	InSb	InSe	CdS
Смещенный атом	Si	Ge	Ga	In	In	In	In	Cd
Пороговая энергия, кэВ	145—173	355—380	228	270	277	247	238	290
Энергия смещения, эВ	15,8	14,5	8,8	6,6	6,7	5,8	9,9	7,3
Литература	[4]	[4, 22]	[38]	[38]	[38]	[38]	[39]	[40]

точности сделанных приближений возможна экстраполяция к нулю. При определении порога, соответствующего удалению атомов тяжелой компоненты, автор [38] вычитает часть, относящуюся к легкой компоненте. В частности, это сделано для правой кривой, представленной на рис. 10. Следует заметить, что этот прием вносит

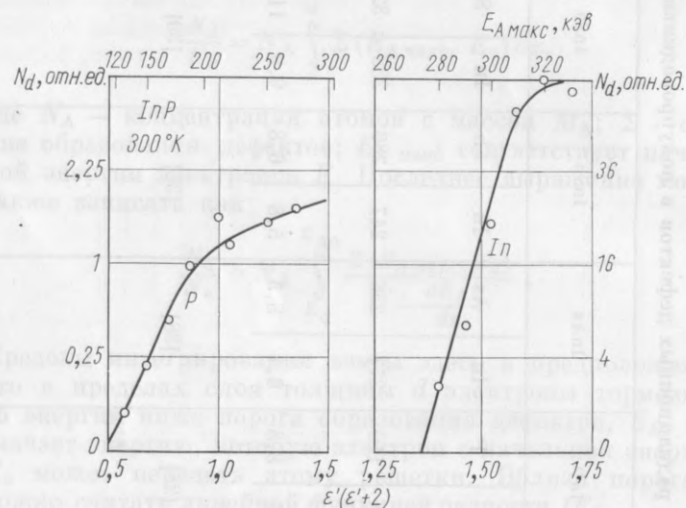


Рис. 10. Кривые для определения пороговых энергий удаления атомов фосфора и индия из узлов решетки кристалла InP.

ошибку в определение верхнего порога, так как экстраполяция зависимости в область энергий, значительно превышающих пороговую, не оправдана сделанными выше допущениями. Результаты определения пороговых энергий образования радиационных дефектов приведены в табл. 2.

2. ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

Переходя к вопросу об энергетическом спектре радиационных дефектов, следует рассмотреть методы его определения.

а. Исследование полос оптического (обычно инфракрасного) поглощения, связанного с электронными переходами с уровней или на уровни дефектов. Как правило,

измерение спектральной зависимости оптической плотности полупроводника необходимо проводить при низкой температуре, с тем чтобы наблюдаемые спектральные полосы или линии не были сильно искажены эффектами теплового возбуждения. По структуре спектров поглощения удается судить не только об электронных переходах между зоной и основными состояниями, но и о системе возбужденных состояний центров. Концентрация дефектов меньше концентрации правильно расположенных атомов, и соответственно поглощение, связанное с дефектами, значительно слабее, чем внутри основной полосы, где оно достигает значений 10^5 см^{-1} .

б. Измерение и анализ спектров стационарной фотопроводимости за пределами основной полосы, связанных с возникновением дефектов. Эти измерения часто также удобнее проводить при низких температурах. Для интерпретации наблюдаемых полос поглощения или фотопроводимости крайне важно иметь сведения о положении квазиуровней Ферми или уровня Ферми в случае достаточно слабого оптического возбуждения. При фотоэлектрических измерениях важно знать преобладающий тип возникающих неравновесных носителей. Для этого часто используют изменения фотогальваномагнитного эффекта.

в. Об энергетическом спектре дефектов можно судить, изучая переходы, сопровождаемые излучением света. Обычно возникновение дефектов сопровождается появлением новых полос в спектре люминесценции, возбуждаемой обычными методами (фотоионизация в основной полосе, ионизация быстрыми электронами, инжекция неравновесных носителей $p-n$ -переходом). При возбуждении люминесценции фотонами с энергией $h\nu < E_g$ возникновение дефектов может сопровождаться и появлением новых после возбуждения фотолюминесценции.

г. В случаях, когда дефекты представляют собой центры рекомбинации неравновесных носителей, степень заполнения центров носителями и, следовательно, вероятность рекомбинации сильно зависят от положения уровня Ферми, т. е. от равновесной концентрации носителей. Исследование зависимости времени жизни неравновесных носителей от равновесной концентрации иногда позволяет определить энергию ионизации доминирующих центров рекомбинации.

д. Исследование спектральной зависимости явления оптического гашения фотопроводимости или люминес-

ценции, связанного с освобождением захваченных дефектами носителей неосновного типа, может дать сведения о положении энергетических уровней дефектов, захватывающих неосновные носители.

Из сказанного видно, что перед экспериментатором, приступающим к решению вопросов о природе и энергетическом спектре радиационных нарушений в полупроводнике, по крайней мере в принципе открываются довольно широкие возможности выбора оптимального метода исследования.

Анализ экспериментальных данных, полученных на германии и кремнии с помощью некоторых из упомянутых выше методик, дает основания считать, что фотоэлектрические методы по своей чувствительности часто превосходят электрические (например, измерение температурной зависимости э. д. с. Холла) и оптические (инфракрасное поглощение).

За последние годы А. Ф. Плотниковым, В. Д. Ткачевым и И. П. Акимченко [41—43] были получены новые данные о системах энергетических уровней в монокристаллах германия и кремния, облученных быстрыми электронами или нейтронами в реакторе.

Возможности работы как с чистыми кристаллами германия и кремния, так и с кристаллами, содержащими контролируемый состав примесей, позволили путем сравнения результатов обнаружить сильное влияние взаимодействия простых точечных радиационных дефектов с химическими примесями на окончательный «набор» центров и соответствующих им энергетических уровней в облученных кристаллах. «Тонкая структура», связанная с радиационными дефектами, разрешается при не слишком высоких концентрациях дефектов ($10^9 - 10^{16} \text{ см}^{-3}$). При больших концентрациях, как будет показано далее на примере кремния, «ступеньки», связанные с отдельными дискретными уровнями, могут сливаться. Это затрудняет сопоставление данных, полученных методами фотопроводимости и оптического поглощения, ибо в последнем случае измерения возможны лишь при концентрациях дефектов не ниже примерно $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

При изучении фотопроводимости, связанной с дефектами структуры полупроводников, в случае германия и кремния обычно приходится работать в области от 0,6 до 12 мкм; для возбуждения фотопроводимости применя-

ют зеркальные монохроматоры со сменными призмами. Источником излучения в них служит силовый стержень. Для устранения фона коротковолнового излучения используют толстые фильтры из германия или кремния с высоким удельным сопротивлением. В связи с малой концентрацией дефектов поглощение возбуждающего света

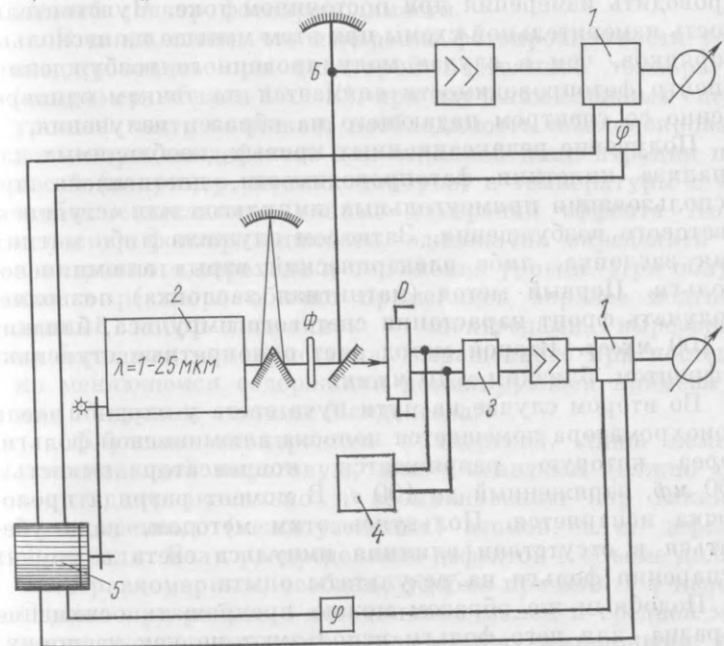


Рис. 11. Блок-схема установки для фотоэлектрических измерений: 1 — синхронный детектор; 2 — монохроматор; 3 — входной каскад; 4 — калибратор; 5 — модулятор и генератор.

в образцах невелико (обычно менее 1 см^{-1}), и потому генерацию носителей в них можно считать равномерной.

Блок-схема типичной установки, сконструированной в ФИАН СССР [44] и использовавшейся для таких экспериментов, изображена на рис. 11. Измерения спектральных зависимостей проводили обычно на частоте 9 гц. Вблизи образца часть светового потока ответвляется на болометр, используемый для измерения интенсивности падающего излучения. Значительная часть измерений с кристаллами Si и Ge проводилась при температуре около 100° К в металлическом криостате. В случае, когда

представлялось необходимым устранить засветку образцов излучением стенок криостата, находящихся при комнатной температуре, образец помещался внутрь защитного охлажденного экрана с окном-фильтром из Si или Ge.

Если инерционность сигналов фотопроводимости велика и различна в разных частях спектра, приходится проводить измерения при постоянном токе. Чувствительность измерительной схемы при этом меньше на несколько порядков, чем в случае модулированного возбуждения. Спектр фотопроводимости снимается по точкам одновременно со спектром падающего на образец излучения.

Получение релаксационных кривых, необходимых для анализа кинетики фотопроводимости, достигалось при использовании прямоугольных импульсов или «ступенек» светового возбуждения. Затвором служила либо магнитная заслонка, либо электрический взрыв алюминиевой фольги. Первый метод (магнитная заслонка) позволяет получать фронт нарастания светового импульса, близкий к 100 мксек. Второй метод дает однократные ступеньки с фронтом, близким к 10 мксек.

Во втором случае на пути луча света у входной щели монохроматора помещается полоска алюминиевой фольги, через которую разряжается конденсатор емкостью 300 мф, заряженный до 100 в. В момент разряда проводочка испаряется. Пользуясь этим методом, надо убедиться в отсутствии влияния импульса света в момент испарения фольги на результаты опыта.

Подобным же образом можно прекращать освещение образца, для чего фольгу используют не как заслонку, а как зеркало.

Для исследования спектров фотопроводимости наиболее удобно применять образцы в виде прямоугольных брусков с равномерно распределенными примесями и дефектами. Проще всего работать с образцами, имеющими контакты на концах (на торцах). Однако в случае, когда необходимы дополнительные измерения эффекта Холла, удобнее использовать фигурные образцы с «токовыми» и «потенциальными» контактами, вырезаемые из монокристалла на ультразвуковой установке с помощью специальной матрицы, применяя абразивную эмульсию.

Трудности в ходе экспериментов с нейтронным облучением связаны с большими неточностями в определении интегральных потоков облучения. В процессе накоп-

ления радиационных дефектов уровень Ферми, положение которого вначале определялось химическими примесями, постепенно смещается. При этом меняется как заполнение уровней локальных центров, в том числе и изучаемых дефектов, так, соответственно, и набор возможных электронных переходов, определяющих наблюдаемый спектр фотопроводимости.

В связи с тем, что измерение фотопроводимости удобнее проводить при некоторой постоянной температуре (например, вблизи 100° К), при изучении сложных систем уровней часто возникает необходимость «сбалансировать» концентрацию дефектов для заданной концентрации примесей (например, мелких доноров) и температуры с тем, чтобы, сопоставляя данные измерений эффекта Холла и спектр фотопроводимости, однозначно определить вид электронного перехода и положение уровня. При облучении в реакторе обычно применялся заранее подготовленный набор пластинок с электродами, вырезанных из большого монокристалла, выращенного при постепенно меняющемся содержании доминирующей примеси III или V группы системы Менделеева.

Облучение электронами с энергией, лишь немного превышающей пороговую, или γ -квантами должно приводить первоначально к возникновению пар вакансий и внедренных (междоузельных) атомов, т. е. дефектов Френкеля. Если распределение дефектов в объеме должно быть равномерным, особенно удобно применять γ -кванты. Однако при работе с источниками малой и средней мощности экспозиции часто оказываются длительными, в то время как эксперименты с мощными источниками достаточно сложны.

Электронное облучение ускорителя с энергией в области до 1—2 Мэв весьма удобно для многих экспериментов, в частности для низкотемпературного облучения и последующих измерений без промежуточного нагрева образцов. В Физическом институте им. П. Н. Лебедева для этой цели применяется электростатический генератор на 1,2 Мэв. Недостатком электронного облучения при небольших энергиях является малая предельная глубина возникновения дефектов, резко уменьшающаяся с возрастанием атомного веса компонент полупроводника.

Облучая образцы полупроводников, вначале можно пользоваться ориентировочными данными о «скорости введения» дефектов (концентрации смещенных атомов,

отнесенной к потоку создающих ее частиц), вычисленными рядом авторов на основании упрощенных теорий возникновения дефектов. Такие данные можно найти, например, в трудах [4] или в книге [13]. Вследствие обычно имеющего место быстрого восстановления значительной доли «первичных» простых дефектов и явлений взаимодействия дефектов с примесями число возникающих центров с уровнями локализации электронов или дырок оказывается обычно меньше, чем вычисленная концентрация смещенных атомов, и потому оптимальную экспозицию (дозу) приходится подбирать экспериментально.

Спектры фотопроводимости. Схема электронных переходов, связанных с оптическим или термическим возбуждением в полупроводнике с одним типом примесных уровней, и типичная кривая спектральной зависимости фотопроводимости изображены на рис. 12. Примесная область фотопроводимости, в зависимости от энергии ионизации локальных уровней, простирается более или менее далеко в инфракрасную область. Например, для мелких химических доноров в германии «красная граница» лежит вблизи 120—130 мкм. Следует ожидать, что фотопроводимость, связанная с мелким уровнем радиационного дефекта (возможно, вакансии) в германии, также простирается до 60—70 мкм. Однако пока это не проверено на опыте.

Точно определить энергию фотоионизации, связанной с переходом носителей на примесные уровни (переходы 2 и 3 на рис. 12), имея в распоряжении лишь спектр фотопроводимости, обычно не удастся, так как неизвестно, как экстраполировать длинноволновый край (ступеньку) к нулевому сигналу. Довольно часто для приближенной интерпретации в качестве значения пороговой энергии фотоионизации пользуются энергией, соответствующей полувысоте ступеньки [45]. В экспериментах, проводившихся с облученными кристаллами Si и Ge в ФИАН СССР, использовался именно этот метод*.

В связи с тем, что под действием жесткой радиации меняются не только объемные свойства полупроводников,

* С довольно высокой точностью энергию фотоионизации удается установить по сериям линий поглощения, связанных с возбужденными состояниями мелких «водородоподобных» центров (например P в Si). Однако для центров с глубоко расположенными уровнями спектры поглощения также позволяют лишь приближенно определять энергию фотоионизации.

но и природа «поверхностных» центров и искривление зон, связанное с зарядовым состоянием таких центров, интерпретируя данные фотоэлектрических измерений, необходимо разделять поверхностные и объемные эффекты.

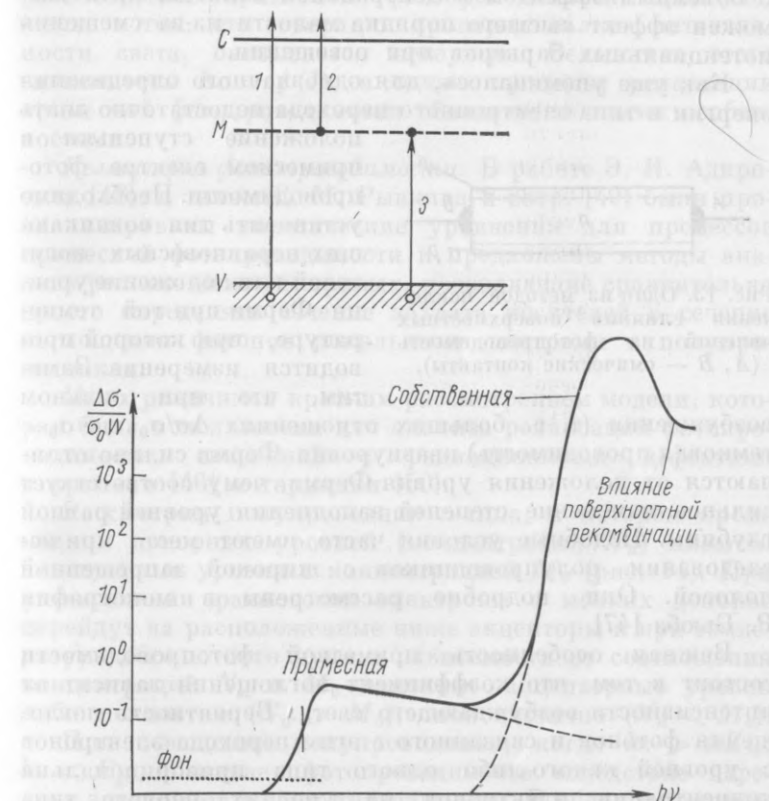


Рис. 12. Схема электронных переходов и спектральная зависимость собственной и примесной фотопроводимости.

Для этого часто используют различные виды обработки поверхности или измерения на образцах с одинаковыми свойствами, но разной толщины, так как при возбуждении в области слабого поглощения эффекты, связанные с фотоионизацией поверхностных уровней, должны быть относительно сильнее выражены в тонкой пластинке по сравнению с толстой [46]. Наконец, для выделения объем-

ного эффекта можно создать у поверхностей изучаемого образца p — n -переходы, отделив таким образом основную часть кристалла. В этом случае (рис. 13) фотопроводимость между контактами A и B будет связана с объемным эффектом в центральной области, хотя возможен эффект высшего порядка малости из-за смещения потенциальных барьеров при освещении.

Как уже упоминалось, для однозначного определения энергии и типа электронного перехода недостаточно знать

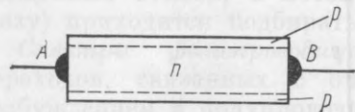


Рис. 13. Один из методов исключения влияния поверхностных явлений на фотопроводимость (A, B — омические контакты).

положение ступеньки в примесном спектре фотопроводимости. Необходимо установить тип возникающих неравновесных носителей или положение уровня Ферми при той температуре, при которой проводится измерение. Заметим, что при сильном возбуждении (т. е. больших отношениях $\Delta\sigma/\sigma_0$, где σ_0 — темновая проводимость) квазиуровни Ферми сильно отличаются от положения уровня Ферми, чему соответствует сильное изменение степеней заполнения уровней равной глубины. Подобные условия часто имеют место при исследовании полупроводников с широкой запрещенной полосой. Они подробно рассмотрены в монографии Р. Бьюба [47].

Важная особенность примесной фотопроводимости состоит в том, что коэффициент поглощения зависит от интенсивности возбуждающего света. Вероятность поглощения фотонов и связанного с этим перехода электронов с уровней какого-либо одного типа пропорциональна концентрации электронов на уровнях первого типа и дырок на уровнях второго типа.

Если в качестве уровней выступают валентная зона и зона проводимости, то даже сильное освещение обычно не может существенно изменить эффективные концентрации электронов в зонах, и, следовательно, при возбуждении в полосе собственного поглощения коэффициент поглощения не зависит от интенсивности освещения.

Однако если свет переводит электроны, например, с примесных уровней в зону проводимости, то в некоторых случаях уже при обычных интенсивностях возбуждения происходит заметное обеднение примесных центров и, сле-

довательно, изменение коэффициента поглощения. Поскольку интенсивность генерации равна $\beta\alpha I$, где I — интенсивность светового потока; β — квантовый выход и α — коэффициент поглощения, то, естественно, при рассмотрении примесной фотопроводимости предположение о том, что генерация пропорциональна интенсивности света, оказывается неверным. Вследствие этого зависимость $\Delta\sigma = f(I)$, а также процессы релаксации примесной фотопроводимости обладают важными особенностями.

Релаксация фотопроводимости. В работе Э. И. Адировича [48], а также С. М. Рывкина и сотр. [49] были проанализированы кинетические уравнения для процессов примесной фотопроводимости и предложены методы анализа релаксационных кривых, позволяющие сравнительно просто определять сечение захвата носителей и сечение поглощения фотонов локальными центрами в полупроводниках.

Мы ограничимся кратким рассмотрением модели, которая была использована для анализа релаксации фотопроводимости, связанной с радиационными дефектами в кремнии [46] и германии [50].

Рассмотрим полупроводник n -типа, в котором кроме мелких донорных уровней (концентрация N_d) имеются акцепторные уровни с концентрацией M_0 (рис. 14). При установлении равновесия электроны с мелких доноров перейдут на расположенные ниже акцепторы и при температуре абсолютного нуля в зависимости от соотношения концентраций N_d и M_0 заполнят акцепторные уровни либо полностью ($N_d \geq M_0$), либо частично ($N_d < M_0$).

При освещении полупроводника, когда $h\nu > \Delta E_M$; $h\nu < E_g$, возникает фотопроводимость вследствие перехода электронов в зону проводимости. В области температур, соответствующей полной ионизации мелких доноров, они могут не учитываться при анализе кинетики электронных переходов, и можно ограничиться нижней схемой, приведенной на рис. 14.

Кинетическое уравнение для такой схемы можно записать так:

$$\frac{dn}{dt} = \gamma m N_{cm} + \beta g m I - \gamma (M_0 - m) n; \quad (49)$$

$$\frac{d}{dt} (m + n) = 0 \quad \text{или} \quad m + n = \text{const.} \quad (50)$$

В этом уравнении интенсивность фотоионизации определяется как $\beta\alpha I = \beta g m I$, где $g = \alpha/m$ — сечение поглощения фотонов и $N_{cM} = N_c e^{-\Delta E_M/kT}$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, приведенная к уровню центров M ; N_c — плотность состояний в зоне проводимости ($n = n_0 + \Delta n$ — концентрация электро-

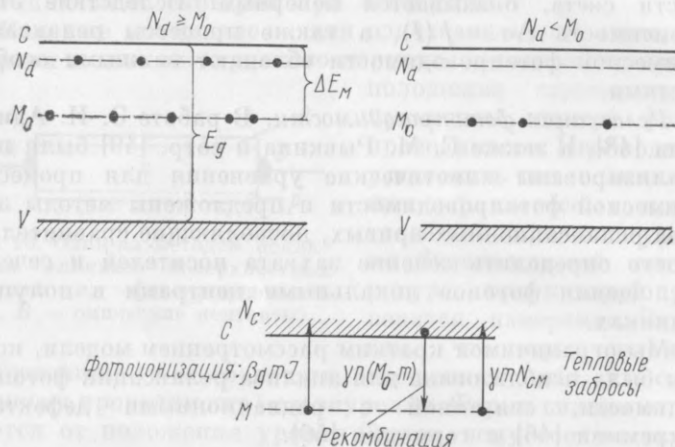


Рис. 14. Модель, используемая при анализе кинетики примесной фотопроводимости (m — число (концентрация) электронов на центрах M).

нов в зоне проводимости; $m = m_0 + \Delta m$ — концентрация электронов на уровнях M ; γ — коэффициент рекомбинации).

Используя условие нейтральности полупроводника $|\Delta m| = |\Delta n|$ и выделяя нестационарную часть уравнения [49], можно записать

$$\frac{d\Delta n}{dt} = (m_0 - \Delta n) \beta g I - \gamma \Delta n (N_{cM} + M_0 + n_0 - m_0 + \Delta n). \quad (51)$$

Последнее уравнение линеаризуется, и его решения выражаются экспонентами при условии, что

$$N_{cM} + M_0 - m_0 + n_0 + \frac{gI}{\gamma} \gg \Delta n. \quad (52)$$

Это условие выполняется в двух частных случаях:

1) при малом уровне возбуждения, т. е. при малых значениях I и Δn ;

2) при малом заполнении локальных центров, т. е. если $M_0 \gg m_0 \gg \Delta n$; в этом случае условие (52) будет

выполняться при любых интенсивностях, так как Δn не может быть больше m_0 .

В последнем случае решение кинетического уравнения для нарастания фотопроводимости будет

$$\Delta n_c = \Delta n_{ст} \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_c} \right) \right], \quad (53)$$

а для ее спада

$$\Delta n_t = \Delta n_{ст} \exp \left(-\frac{t}{\tau_t} \right), \quad (54)$$

где $\Delta n_{ст}$ — стационарное изменение концентрации.

В этих выражениях

$$\tau_c = \frac{1}{\gamma (N_{cM} + M_0 + n_0) + gI}; \quad (55)$$

$$\tau_t = \frac{1}{\gamma (M_0 + N_{cM} + n_0)} \quad (56)$$

(индексы «с» и «т» взяты от слов «свет» и «темнота»).

Стационарное изменение концентрации будет

$$\Delta n_{ст} = m_0 g I \tau_c. \quad (57)$$

Интересная особенность примесной фотопроводимости заключается в том, что постоянная времени τ_c для нарастания сигнала всегда меньше постоянной времени для спада τ_t , т. е. кривые релаксации асимметричны.

При малом уровне возбуждения для любой степени заполнения уровней выражения для Δn_c и Δn_t имеют тот же вид:

$$\Delta n_c = \Delta n_{ст} \left[1 - \exp \left(-\frac{t}{\tau_c} \right) \right]; \quad (58)$$

$$\Delta n_t = \Delta n_{ст} \exp \left(-\frac{t}{\tau_t} \right), \quad (59)$$

где, однако,

$$\tau_c = \frac{1}{\gamma (N_{cM} + M_0 - m_0 + n_0) + gI}, \quad (60)$$

а

$$\tau_t = \frac{1}{\gamma (N_{cM} + M_0 - m_0 + n_0)} \quad (61)$$

и

$$\Delta n_{ст} = m_0 g I \tau_c. \quad (62)$$

Приведенные выражения (55) и (56) или (60) и (61) позволяют определить параметры примесных центров, в частности сечение поглощения фотона примесным цен-

тром и постоянную рекомбинации, например, для дырок $\gamma_p = \nu_p q_p$, где q_p — сечение захвата дырки, ν_p — средняя скорость ее теплового движения.

Действительно, определяя постоянную времени спада фотопроводимости и зная величины n_0 , $(M_0 - m_0)$, $N_{см}$, находим γ согласно формуле (56) или (61).

Разность обратных величин постоянных нарастания и спада связана с интенсивностью света простым соотношением:

$$\frac{1}{\tau_c} - \frac{1}{\tau_t} = qI. \quad (63)$$

Следовательно, определив зависимость этой разности от интенсивности света, можно получить линию, наклон которой определяет сечение поглощения фотона q .

В проводившихся опытах с облученным кремнием, описанных в работе [51], иногда приходилось пользоваться более общим случаем решения кинетического уравнения [49, 52].

3. ИЗУЧЕНИЕ ДЕФЕКТОВ МЕТОДАМИ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА И ИЗМЕНЕНИЕМ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ

В некоторых из возможных энергетических (электронных) состояний с дефектами могут быть связаны неспаренные электроны. Такие дефекты должны обнаруживать парамагнетизм, который можно исследовать, наблюдая спектры электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [53, 54]. Наблюдения ЭПР были с успехом использованы для изучения дефектов в кремнии, подвергнутом электронной бомбардировке [55]. Метод ЭПР в настоящее время позволяет получить наиболее детальные сведения о микроструктуре (симметрии волновой функции и ближайшем окружении) парамагнитных центров в случаях, когда удается наблюдать узкие спектральные линии. К сожалению, применение этого метода к германию связано с очень большими трудностями.

Одним из наиболее интересных фактов, обнаруженных в результате измерений ЭПР в облученном кремнии, является тот факт, что каждый из центров с глубоким уровнем захвата неспаренного электрона включает вакансию либо в изолированном состоянии, либо связанную

с другой вакансией или атомом примеси. В то же время совокупность последних экспериментальных данных заставляет склоняться к тому выводу, что междоузельные атомы не влияют на спектр глубоких уровней центров, возникающих в облученном кремнии и способных связывать неспаренные электроны.

Вторым результатом, полученным на основании данных изучения ЭПР, оказывается то, что энергия активации движения вакансий в кремнии составляет всего около 0,3 эв (для кристаллов *p*-типа), т. е. значительно меньше значения, оцененного по данным о диффузии и близкого к 1 эв. Кроме того, энергия активации движения вакансий зависит от положения уровня Ферми и в кристаллах *n*-типа ее значение еще меньше, чем 0,3 эв. Из данных ЭПР для кремния следует, что все устойчивые радиационные дефекты, обнаруживающие парамагнетизм, представляют собой комплексы (ассоциации) типа вакансии — примесь или дивакансия и что движение первичных точечных дефектов происходит при температуре значительно ниже комнатной (ниже 78° К).

Энергетические уровни неспаренного электрона в магнитном поле расщепляются на величину $g'\beta'H$, где g' — фактор расщепления (гиромангнитное отношение), β' — магнетон Бора и H — магнитное поле.

Прикладывая переменное электромагнитное поле определенной частоты, можно заставить электроны переходить из одного «зеemanовского» состояния в другое. Резонансному поглощению соответствует условие $h\nu = g'\beta'H$.

Для свободного электрона величина g' изотропна и равна 2,0023. Однако в кристалле g' представляет собой тензор, отображающий взаимодействие электрона с полем кристаллической решетки. Симметрия тензора g' связана с симметрией парамагнитного центра. В кристалле центр определенного типа может иметь несколько различных ориентаций. Соответственно этому спектральная линия расщепляется на несколько компонент, зависящих от взаимной ориентации кристалла и магнитного поля.

По ориентационной зависимости компонент семейства спектральных линий можно определить симметрию центра. Взаимодействие спина с ядерным моментом соседнего атома приводит к дополнительному расщеплению резонансных линий. Число линий в этой «сверхтонкой» структуре составляет $2J + 1$, где J — ядерный магнитный

момент. Разделение линий сверхтонкой структуры зависит от силы взаимодействия, т. е. доли времени, за которую электрон проходит вблизи ядра.

Уоткинс и его коллеги провели детальный анализ пяти семейств спектральных линий ЭПР в кремнии, подвергнутом электронной бомбардировке. По данным о симметрии g' -тензоров и сверхтонкому расщеплению, обусловленному взаимодействием с ядрами изотопа Si^{29} , составляющими 4,7% всех ядер в природном кремнии, а также с ядрами фосфора в Si, легированном фосфором, им удалось построить модели нескольких локальных центров, возникающих после облучения. Разумеется, такие центры могут существовать в небольшой концентрации и в необлученных кристаллах кремния.

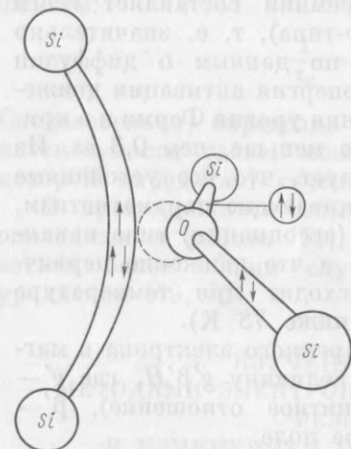


Рис. 15. А-центр (ассоциация вакансии и атома кислорода) в кремнии.

10^{18} и более атомов кислорода в 1 см^3 [55, 56]. В облученном кремнии, выращенном методом бестигельной зонной плавки в вакууме и содержащем кислород в концентрациях менее 10^{16} см^{-3} , методом ЭПР А-центры не обнаруживались **.

Авторы [55, 56] смогли показать, что энергетический уровень А-центров, заполняемый неспаренным электроном, удален на $0,17 \text{ эв}$ от дна зоны проводимости. Модель А-центра изображена на рис. 15. Атом кислорода смы-

* В 1964 г. была предложена новая система обозначений парамагнитных центров в полупроводниках. Однако в настоящее время более известна первоначальная система, которой мы и будем пользоваться.

** Более чувствительный метод исследования спектров фотопроводимости позволил оценить концентрацию кислорода в таком кремнии по сигналу, соответствующему А-центрам [50, 57].

кает две разорванные связи, возникающие вблизи вакансии; две оставшиеся связи перераспределяются между двумя остальными ближайшими к вакансии атомами. Захваченный дополнительный электрон находится в области движения спаренных валентных электронов двух атомов кремния.

Из рис. 15 видно, что имеется 6 различных возможностей размещения атома кислорода между парами атомов Si, окружающими вакансию. В нормальных условиях вероятность (населенность) всех возможных ориентаций одинакова, что подтверждается наблюдением шести спектральных линий ЭПР для А-центров. Если подвергнуть кристалл одноосному сжатию или растяжению, то кубическая симметрия будет нарушена и некоторые из ориентаций окажутся энергетически более выгодными, чем другие.

Интенсивность спектральных линий для различных ориентаций кристалла относительно магнитного поля изменится. Снятие напряжения приводит к восстановлению симметрии и релаксации искаженного спектра.

Зависимость процесса релаксации от температуры оказалась экспоненциальной, причем характеристическое время τ определяется в области $60\text{--}70^\circ \text{ К}$ выражением

$$\tau^{-1} \approx 5 \cdot 10^{13} e^{-\frac{E'}{kT}} \text{ сек}^{-1},$$

где $5 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ — частота колебаний кристаллической решетки и $E' = 0,20 \pm 0,03 \text{ эв}$, т. е. совпадает с энергией ионизации А-центра. Таким образом, релаксация происходит, по-видимому, в результате освобождения и повторного захвата электронов центрами.

Дополнительное подтверждение справедливости модели было получено путем измерений инфракрасного поглощения, связанного с А-центрами в кремнии. Использование кристаллов, обогащенных изотопом кислорода O^{18} , показало, что полоса наблюдавшегося поглощения вблизи 12 мкм связана с колебанием «молекулы» $\text{Si} - \text{O} - \text{Si}$ *. Приложение одноосного напряжения вызывает в полосе поглощения двупреломление, чего и следует ожидать в результате нарушения симметрии системы А-центров с разной ориентацией.

* Для междоузельного атома кислорода полоса поглощения лежит вблизи $9,1 \text{ мкм}$.

Рис. 16. *E*-центр (ассоциация вакансии и донорного примесного атома) в кремнии. (Цифрами обозначены шесть ближайших соседей).

J и *C*-центры [59, 14]. Анализ спектров ЭПР этих центров приводит к близким результатам, что заставляет считать эти два центра двумя зарядовыми состояниями одного и того же дефекта.

52

одиночный отрицательный заряд в области, где $E_o + +0,4 \text{ эв} < E_F < E_c - 0,4 \text{ эв}$; г) имеющие двойной отрицательный заряд для $E_F < E_c - 0,4 \text{ эв}$. Энергия переориентации для этих центров, также как для E -центров, составляет всего около $0,06 \text{ эв}$.

В последнее время Уоткинсу [55] удалось получить методом ЭПР данные об изолированных вакансиях

в кремнии. Спектры, соответствующие вакансиям, удавалось наблюдать только в кристаллах *p*-типа, облученных при температурах ниже 40° К. Эти обстоятельства заставляют предполагать, что вакансии имеют донорные уровни в нижней половине запрещенной полосы. Согласно работе [55], четыре ближайших атома Si несколько смещены в сторону вакансии, а незаполненные вакансией связи «замыкаются» между парами атомов Si. В соответствии с этим смещение атомов внутрь вакансии анизотропно. Резонанс, по-видимому, возникает вследствие того, что один из электронов, соответствующий связям, проходящим сквозь область вакансии, переходит в валентную зону (вакансия захватывает дырку). Как и в случае других центров, удается наблюдать явление переориентации связей между эквивалентными направлениями. Времена релаксации валентных связей имеют порядок 10^{-7} сек при 14° К.

В кристаллах Si с высоким (10^{18} см⁻³) содержанием растворенного кислорода скорость исчезновения изолированных вакансий при низкотемпературном отжиге значительно выше, чем в Si, содержащем сравнительно мало (10^{15} — 10^{16} см⁻³) атомов кислорода. Однако энергия активации процесса исчезновения сигнала ЭПР, соответствующего вакансии, в обоих случаях одинакова.

При отжиге «бескислородного» кремния возрастает концентрация дивакансий, возникающих не непосредственно в результате облучения, а при ассоциировании движущихся в кристалле вакансий. С другой стороны, опыты по низкотемпературному облучению кремния при $T < 20^\circ$ К [60] указывают на то, что некоторое количество дивакансий возникает непосредственно после облучения электронами, так как после бомбардировки кристалла вдоль оси $\langle 111 \rangle$ наибольшее число дивакансий оказывается ориентированным вдоль этой оси.

Хотя присутствие вакансий в кристаллах Si *n*-типа методом ЭПР установить не удастся, так как в этом случае парамагнетизм отсутствует, за их движением и взаимодействием с примесями можно проследить по росту концентрации А-центров или Е-центров. Температурная зависимость скорости возрастания концентрации этих центров в облученном при низкой температуре кремнии показывает, что вакансии в кристаллах Si *n*-типа еще более подвижны, чем в образцах *p*-типа. Энергия активации их движения, вероятно, составляет не более 0,1—0,2 эв.

То обстоятельство, что энергия активации движения зависит от зарядового состояния дефекта, имеет важное значение. По-видимому, степень ионизации центра оказывает влияние на волновые функции и, следовательно, силы связи соседних атомов и таким образом изменяет высоту потенциального барьера, который должен преодолеть соседний атом для того, чтобы переместилась вакансия*.

Используя метод ЭПР и применяя одноосное растяжение, удалось определить энергию активации движения дивакансий в кристаллах Si. Одноосное растяжение заставляет дивакансии располагаться преимущественно в направлениях, которым соответствует уменьшение энергии растяжения кристалла.

Для того чтобы произошла переориентация, один из соседних атомов кремния должен занять одну из связанных вакансий. Из модели, изображенной на рис. 17, видно, что перескок соседнего атома приведет к разделению пары вакансий на одно межатомное расстояние. Переориентация закончится после того, как сместившийся атом перейдет на место второй вакансии, после чего дивакансия займет новое положение. Энергия активации, соответствующая релаксации ЭПР после растяжения и, следовательно, движению дивакансий, составляет 1,3 эв. Энергия термической диссоциации дивакансии превышает 1,5 эв.

В первичном акте возникновения точечных радиационных дефектов вместе с вакансиями появляются атомы в междоузлиях. До последнего времени надежных сведений о существовании, движении и энергетическом спектре атомов в междоузлиях для валентных полупроводников Si и Ge получить не удалось. Оставалось предполагать, что эти атомы подвижны и даже при достаточно низких температурах перемещаются на расстояние, много превышающее постоянную решетки, и где-то там «исчезают».

Интересные выводы о поведении междоузельных атомов удалось получить в опытах с кремнием, содержащим примесь алюминия в узлах решетки. Бомбардировка быстрыми электронами при 4° К и наблюдение сигналов ЭПР показали, что с возрастанием дозы облучения в кремнии возникают изолированные вакансии и приблизительно

* Это явление наиболее подробно исследовалось в случае германия [61].

в том же количестве атомы алюминия в междоузлиях [55]. Для объяснения этого факта Уоткинс предложил модель, изображенную на рис. 18. Согласно этой модели, смещенный атом кремния движется по междоузлиям до тех пор, пока не встретится с атомом алюминия в узле решетки. Атом кремния замещает атом алюминия, вытесняя его в междоузлие. В итоге в кристалле остаются удаленные друг от друга вакансии и атом алюминия в междоузлии.

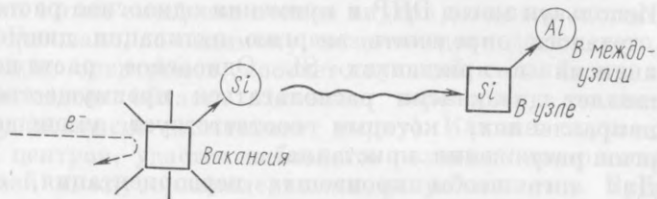


Рис. 18. Схема вытеснения примесного атома (Al) из узла кристаллической решетки атомом основного вещества (Si).

Причины, вследствие которых атом Si может перемещаться при низкой температуре на большие расстояния по междоузлиям, остаются неясными и не позволяют пока считать приведенную модель окончательной.

Результаты анализа ЭПР, связанного с дефектами в кремнии, убедительно демонстрируют непревзойденные возможности этого метода в выяснении природы и микроскопической структуры локальных центров. К сожалению, применение метода ЭПР к исследованию радиационных дефектов в германии пока не дало важных результатов, что, по-видимому, обусловлено значительной шириной спектральных линий. Активно изучается ЭПР в облученных алмазах [62] и полупроводниковых соединениях [63].

Однако до настоящего времени возможности однозначной интерпретации полученных результатов затруднены несовершенством исходных кристаллов и большими концентрациями неконтролируемых примесей. Нет сомнения в том, что по мере появления достаточно совершенных и чистых кристаллов полупроводниковых соединений метод ЭПР будет успешно применен к исследованию существующих в них локальных центров.

Помимо метода ЭПР парамагнетизм дефектов, обусловленный неспаренными электронами, можно обнаруживать, определяя магнитную восприимчивость кри-

сталла χ . Изменение величины χ экспериментально наблюдалось в облученном кремнии [63]. Однако метод определения χ менее чувствителен, чем ЭПР; в настоящее время минимальная обнаружимая концентрация парамагнитных центров должна составлять не менее 10^{16} см^{-3} . Кроме того, одновременно с парамагнетизмом, обусловленным этими центрами, в полупроводнике имеет место диамагнетизм носителей заряда в зонах, аналогичным образом зависящий от температуры. Вследствие этого благоприятные условия опыта возможны лишь в случаях, когда концентрация электронов и дырок в зонах мала.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ С ПРИМЕСЯМИ

Энергетический спектр радиационных дефектов в кремнии. На рис. 19 приведены основные данные об энергетическом спектре и природе радиационных дефектов в кремнии и указаны экспериментальные методы их определения.

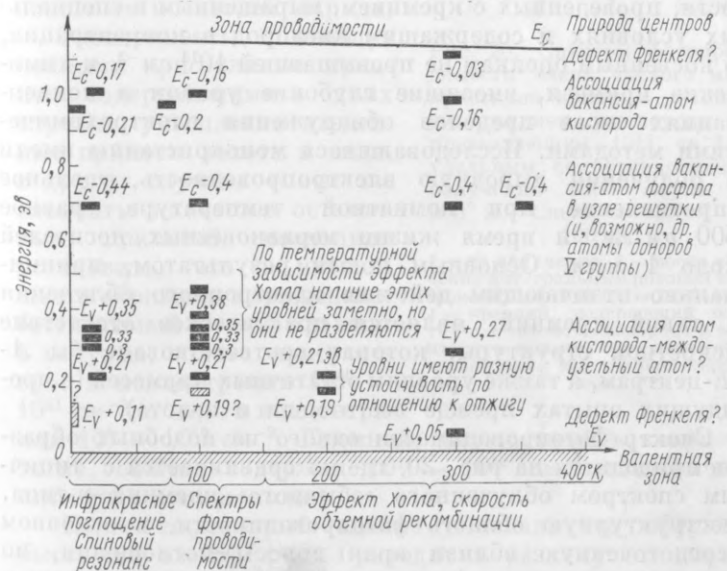


Рис. 19. Схема энергетических уровней радиационных дефектов в монокристаллах кремния после облучения электронами и нейтронами.

Исследования фотопроводимости в облученном кремнии, проводившиеся Фэном и Рамдасом [60], Сондером и Темпломом [64], а также советскими учеными [41, 42], подтвердили сведения о положении уровней и природе *A*- и *E*-центров. Из опытов по низкотемпературному облучению выяснилось, что «первичный» спектр фотопроводимости лишен структуры и, возможно, соответствует френкелевским парам с разными расстояниями между внедренными атомами и вакансиями.

В дополнение к уровням, соответствовавшим *A*- и *E*-центрам, была обнаружена структура спектров фотопроводимости, проявлявшаяся особенно отчетливо при сравнительно малых интегральных потоках облучения. Совпадение некоторых ступенек в этом «спектре второго порядка интенсивности» с положениями уровней типичных остаточных химических примесей заставило провести специальные эксперименты по облучению, с одной стороны, особо чистого кремния, с другой стороны, — кремния, в который «подозреваемые» примеси вводились умышленно [42].

Рассмотрим вначале данные измерений фотопроводимости, проведенных с кремнием, выращенным в специальных условиях и содержащим кислород в концентрации, по косвенным оценкам не превышавшей 10^{14} см^{-3} , и химические примеси, вносящие глубокие уровни в концентрациях ниже пределов обнаружения электрохимическими методами. Исследовавшиеся монокристаллы имели до облучения дырочную электропроводность, удельное сопротивление при комнатной температуре, равное $9500 \text{ ом}\cdot\text{см}$, и время жизни неравновесных носителей около 1 мсек . Основным новым результатом, принципиально отличающим действие электронного облучения на такой кремний, является практическое отсутствие дискретной структуры, которая соответствовала бы *A*- и *E*-центрам, а также уровням остаточных примесей (в предыдущих опытах прежде всего меди и золота).

Спектр фотопроводимости одного из подобных образцов приводится на рис. 20, где он сравнивается с типичным спектром облученного «обычного» кремния *p*-типа. Бесструктурную область фотопроводимости, в основном сосредоточенную вблизи края полосы поглощения, но простирающуюся до 4 мкм , представляется возможным связать с уровнями точечных дефектов, разделенных различными расстояниями. Эта бесструктурная область появляется немедленно после облучения как при ком-

натной температуре, так и при температуре жидкого азота и в последнем случае не обнаруживает дискретной структуры после нагрева до комнатной температуры.

В отличие от приведенных результатов, относящихся к наиболее чистым кристаллам, некоторые из «ступенек», систематически наблюдавшихся в спектрах фотопроводимости «обычного» облученного кремния при достаточно малых дозах, связаны с остаточными примесями. Часть из них хорошо совпадает со значениями глубоких соответствующих уровней *Au* и *Cu*, определенными независимо по данным температурной зависимости э. д. с. Холла и проводимости, а также из параметров, характеризующих рекомбинацию носителей заряда.

Эксперименты с необлученными кристаллами кремния, содержащими в одних случаях умышленно введенные примеси золота и меди, в других случаях — эти же элементы в качестве остаточных примесей, позволили установить, что в изучавшихся образцах, выращенных бестигельной зонной плавкой в вакууме, золото присутствует в концентрации $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а медь в концентрации $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Кремний, выращенный в кварцевом тигле, обычно содержал $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ электрически

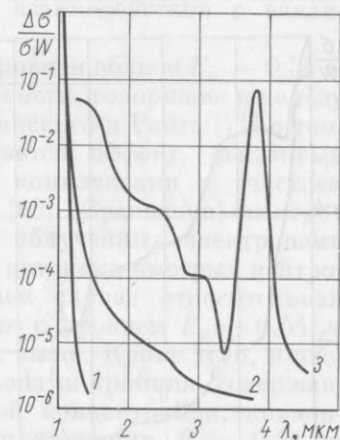


Рис. 20. Спектры фотопроводимости очень чистого монокристалла кремния *p*-типа с содержанием кислорода, не превышающим 10^{14} см^{-3} , и удельным сопротивлением до облучения $9500 \text{ ом}\cdot\text{см}$ при 300° К . Спектры сняты при 100° К :

1 — до облучения; 2 — после облучения интегральным потоком электронов энергией 1 Мэв $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; 3 — кремний, содержащий около 10^{16} см^{-3} атомов кислорода и акцепторную примесь бора после облучения таким же потоком электронов.

Более тщательный анализ показал, что облучение быстрыми электронами приводит к резкому относительному возрастанию ступенек спектров, связанных с уровнями меди и золота в кремнии. На рис. 21 сравниваются спектры образцов кремния, содержавшего атомы меди, до и после облучения.

Подъем сигнала фотопроводимости в области 2,8 мкм связан с переходами электронов из валентной зоны на акцепторный уровень меди $E_v + 0,49$ эв, а подъем в области 5,3 мкм с донорным уровнем меди $E_v + 0,24$ эв [65]. Небольшие ступеньки вблизи 3 и 3,75 мкм, возможно, связаны с присутствием в исходном материале примесей цинка ($E_v + 0,4$ эв) и золота ($E_v + 0,35$ эв).

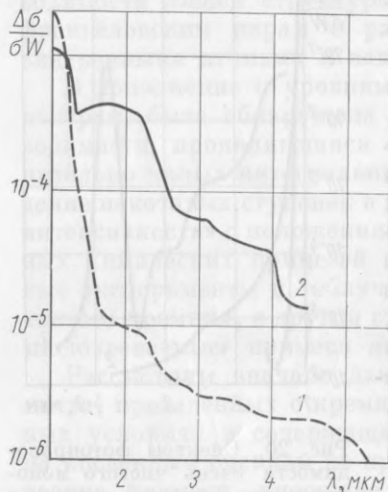


Рис. 21. Спектры фотопроводимости кремния, содержащего около 10^{15} см $^{-3}$ атомов меди, до и после облучения интегральным потоком электронов с энергией 1 Мэв $2,5 \cdot 10^{17}$ см $^{-2}$:

1 — до облучения, температура 100° К;
2 — после облучения.

Было также обнаружено, что в деформированных образцах скорость насыщения электрически активной медью значительно выше, чем в недеформированных. Это, по-видимому, связано с появлением при пластической деформации кроме дислокаций большого числа вакансий.

Сравнение спектров фотопроводимости, а также анализ кинетики нарастания сигналов фотопроводимости, давший возможность определить сечение захвата носителей на отдельные уровни [51], позволили прийти к заключению, что некоторые из неидентифицированных ранее уровней, обнаруженных в облученном кремнии *p*-типа, связаны с «активированными» примесями. Уровни $E_v + 0,24$ эв и $E_v + 0,35$ эв представляют собой донор-

ные уровни меди и золота соответственно. Уровни $E_v + 0,49$ эв и $E_v - 0,54$ эв представляют собой акцепторные уровни тех же двух примесей. Некоторые другие уровни, «вводимые» в малых концентрациях при облучении кремния, также, вероятно, возникают вследствие возрастания концентраций электрически активных примесных центров в результате взаимодействия с вакансиями.

Надо заметить, что центр с уровнем вблизи $E_c - 0,54$ эв обнаруживает некоторые особенности, говорящие в пользу предположения Бемского, Шиманского и Райта [71] о том, что в данном случае наблюдается эффект, связанный с дивакансиями или другими комплексами с участием нескольких простых дефектов [66]. Сравнение спектров фотопроводимости кристаллов, облученных электронами с энергией 1 Мэв и небольшими потоками быстрых нейтронов, показало, что в последнем случае относительная эффективность введения центров с уровнем $E_c - 0,54$ эв более чем на порядок величины выше. Кроме того, в экспериментах по облучению нейтронами кремния, содержащего атомы золота в известной концентрации, концентрация возникавших центров с уровнями $E_c - 0,54$ эв при достаточных дозах превышала концентрацию атомов золота. Поэтому следует считать, что в запрещенной полосе положения уровней сложных комплексов (по-видимому, дивакансий) и золота примерно совпадают.

Схемы, изображенные на рис. 22 и 23, иллюстрируют некоторые из итогов выяснения зависимости энергетического спектра локальных центров в облученном кремнии от примесного состава.

Радиационные дефекты в кремнии, легированном литием. Введенные в кремний атомы лития легко мигрируют по междоузлиям и активно взаимодействуют с другими примесями и дефектами. Литий в междоузлии решетки кремния имеет мелкий донорный уровень с энергией ионизации, равной 0,033 эв. В кремнии, содержащем кислород, возникают комплексы $\text{SiO}_2 \cdot \text{O}_2$, устойчивые при комнатной температуре и являющиеся мелкими донорными центрами [67].

Было предположено, что процессы взаимодействия лития, предварительно введенного в кремний, с радиационными дефектами окажутся сравнительно простыми для анализа. Экспериментальные исследования влияния лития на свойства облученного кремния описаны в работах

[68]. Литий вводился в результате термодиффузии из расплава Sn — Li при 550—650° С в кремний *p*-типа, выращенный в кварцевых тиглях и содержащий бор

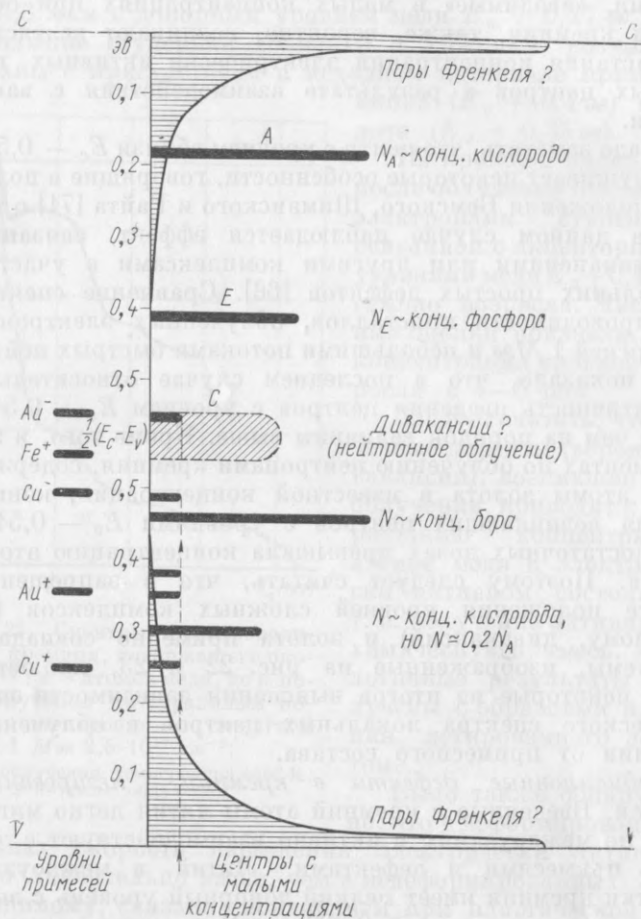


Рис. 22. Энергетические уровни в «обычном» кремнии (100° К), наблюдаемые после облучения электронами или нейтронами (по измерениям фотопроводимости).

(акцептор) и кислород. После термодиффузии образцы приобретали электронную проводимость с концентрацией электронов от $3 \cdot 10^{14}$ до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Облучение проводилось при комнатной температуре электронами с энер-

гией 0,9 или 1 Мэв, а также нейтронами в реакторе при температуре около 60° С. Энергетический спектр дефектов и его изменение при отжиге определяли по данным

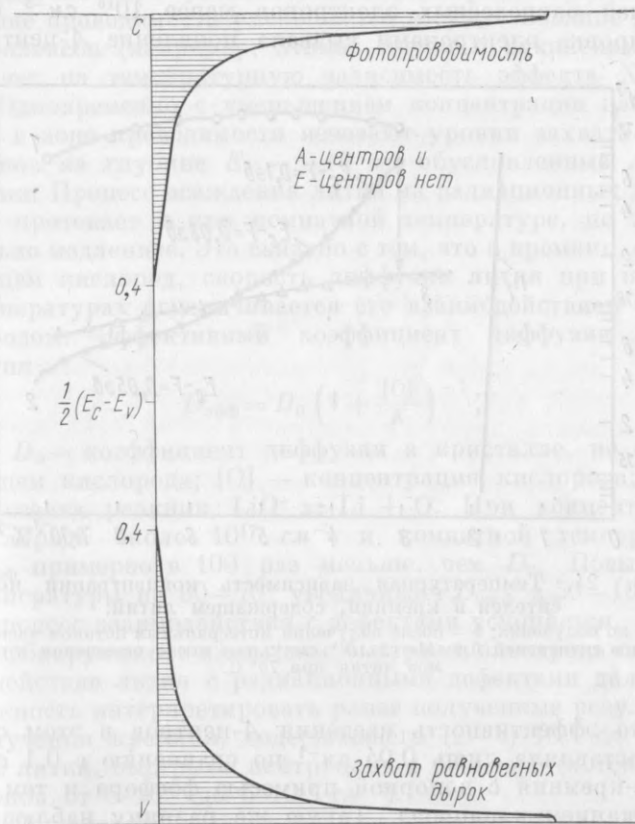


Рис. 23. Энергетические уровни в очень чистом кремнии *p*-типа (100° К) после облучения электронами или нейтронами. (При 300° К $\rho = 10^4 \text{ ом} \cdot \text{см}$, $\tau = 1 \text{ мсек}$, кислорода $\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$.)

температурной зависимости концентрации на основе измерений эффекта Холла и электропроводимости.

Облученные электронами образцы с содержанием литевых доноров, превосходившим 10^{17} см^{-3} , обнаруживали систему сравнительно мелких уровней вблизи

дна зоны проводимости (рис. 24). Уровень, соответствовавший А-центрам, на глубине $E_c - 0,16$ эв в таких образцах по данным изменения э. д. с. Холла проявлялся слабо. С другой стороны, в кристаллах с концентрацией равновесных электронов менее 10^{16} см⁻³ бомбардировка электронами вызвала появление А-центров.

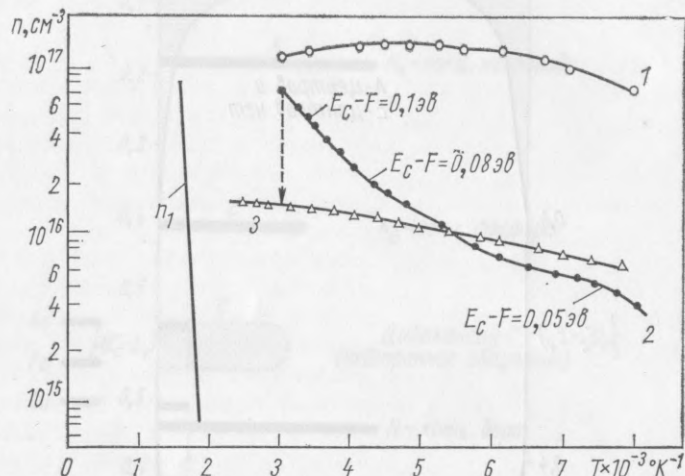


Рис. 24. Температурная зависимость концентрации носителей в кремнии, содержащем литий:

1 — до облучения; 2 — после облучения интегральным потоком электронов с энергией $0,9$ Мэв $2 \cdot 10^{17}$ см⁻²; 3 — после осаждения атомов лития при 70° С.

Однако эффективность введения А-центров в этом случае составляла лишь $0,04$ см⁻¹ по сравнению с $0,1$ см⁻¹ для *n*-кремния с донорной примесью фосфора и тем же содержанием кислорода. Такую же разницу наблюдали Уоткинс и др. в своей работе [69]. Учитывая возникновение комплексов LiO^+ , можно предполагать, что в образцах с достаточно высокой концентрацией лития (более 10^{17} см⁻³) число остающихся свободными для взаимодействия с вакансиями и образования А-центров атомов кислорода было весьма малым.

При кратковременном (10 мин) нагреве до 70° С образцов, облученных электронами и имевших до облучения концентрацию литиевых доноров порядка 10^{17} см⁻³, концентрация равновесных электронов сильно падала (см. рис. 24). Это уменьшение концентрации объяснялось

[68] взаимодействием ионов лития с дефектами, созданными радиацией, т. е. осаждением или выпадением лития. По-видимому, литий осаждается на дефекте в виде атома, вследствие чего равновесная концентрация электронов в зоне проводимости уменьшается и существование новых комплексов (например, атомов лития с вакансиями) не влияет на температурную зависимость эффекта Холла.

Одновременно с уменьшением концентрации электронов в зоне проводимости исчезают уровни захвата электронов на глубине $E_c - 0,16$ эв, обусловленные А-центрами. Процесс осаждения лития на радиационных дефектах протекает и при комнатной температуре, но значительно медленнее. Это связано с тем, что в кремнии, содержащем кислород, скорость диффузии лития при низких температурах ограничивается его взаимодействием с кислородом. Эффективный коэффициент диффузии ионов лития

$$D_{\text{эфф}} = D_0 \left(1 + \frac{[\text{O}]}{K}\right)^{-1}, \quad (64)$$

где D_0 — коэффициент диффузии в кристалле, не содержащем кислорода; $[\text{O}]$ — концентрация кислорода; K — константа реакции $\text{LiO}^+ \rightleftharpoons \text{Li} + \text{O}$. При концентрации кислорода около 10^{17} см⁻³ и комнатной температуре $D_{\text{эфф}}$ примерно в 100 раз меньше, чем D_0 . Повышение температуры на 60 — 70° увеличивает $D_{\text{эфф}}$ в 50 — 100 раз и процесс взаимодействия с дефектами ускоряется.

Обнаруженное в опытах с быстрыми электронами взаимодействие лития с радиационными дефектами дало возможность интерпретировать ранее полученные результаты облучения кремния, содержавшего $(2-8) \cdot 10^{16}$ см⁻³ атомов лития, быстрыми нейтронами в реакторе (потоки нейтронов от $5 \cdot 10^{16}$ до $5 \cdot 10^{17}$ см⁻²).

Температура в реакторе достигала 70 — 80° С. Наблюдавшиеся изменения в облученных образцах ограничивались уменьшением концентрации электронов проводимости; уровней в интервале $0,05$ — $0,23$ эв от дна зоны проводимости обнаружено не было. По-видимому, ионы лития во время облучения успевали осесть на простых дефектах, не давая им возможности дальнейшего движения в кристалле.

Для анализа кинетики взаимодействия лития с радиационными дефектами вначале нами использовалась теория осаждения из пересыщенного раствора, в которой допускается образование скопления частиц осаждающейся

фазы. Однако было выяснено, что и после осаждения концентрация «литиевых» доноров остается выше равновесной при данной температуре. Это заставило считать, что с одним дефектом взаимодействует один ион лития. Такой процесс аналогичен отжигу простейших дефектов — аннигиляции междоузельного атома и вакансии, с той разницей, что с вакансией взаимодействует ион лития.

Согласно сделанному предположению, число осажденных на вакансии ионов лития должно быть равно уменьшению концентрации электронов в зоне проводимости. Используя теорию отжига «гетерогенных» пар дефектов, можно записать выражение для доли провзаимодействовавших к моменту времени t дефектов:

$$1 - f(t) = \frac{1}{1 + 4\pi r_{\text{мин}} D C_A^0 t}, \quad (65)$$

где t — время отжига; $r_{\text{мин}}$ — радиус захвата, сближаясь на который, «частицы» образуют комплекс; D — сумма коэффициентов диффузии «частиц»; C_A^0 — их первоначальная концентрация. Сравнение теории с экспериментом позволило определить радиус захвата, оказавшийся равным $5,4 \cdot 10^{-8}$ см. Это значение близко к величине постоянной решетки кремния.

Было обнаружено, что в кремнии с проводимостью n -типа, достигнутой в результате диффузии лития в кристаллы, имевшие первоначально p -проводимость за счет примеси бора, при достаточно большой дозе облучения тип проводимости меняется. Такая конверсия имела место при комнатной температуре через десятки суток после облучения, а при 200°C достигалась в течение 1 ч. Причина конверсии проводимости, очевидно, связана с исчезновением литиевых доноров, которые, осаждаясь на дефектах, захватывают «свои» электроны, в силу чего перекомпенсация акцепторных центров исчезает.

Перекомпенсированные литием кристаллы удобно использовать для исследования энергетического спектра локальных центров в обеих половинах запрещенной зоны, вначале проводя измерения эффекта Холла, дающие сведения о верхней половине запрещенной зоны, а затем, после изменения типа проводимости, исследуя уровни, лежащие ближе к валентной зоне.

При исследовании высокотемпературного отжига кристаллов, вновь приобретших p -проводимость в результате осаждения атомов лития на радиационных дефектах,

была обнаружена необычно высокая устойчивость дефектов, с которыми связан уровень $E_v + 0,28$ эв. В работах Хилла [70], а также Бемского и Августиныяка [71] указывалось, что при температуре вблизи 450°C радиационные дефекты в кремнии

отжигаются почти полностью в течение нескольких минут. На рис. 25 приводятся температурные зависимости концентрации дырок в одном из «обращенных» образцов после отжига при различных температурах в течение 1 ч. Кривые последовательно поднимаются вдоль оси ординат по мере роста концентрации дырок в процессе отжига дефектов. На кривой, соответствующей отжигу при 450°C , ступенька, соответствующая уровню $E_v + 0,28$ эв, сохраняется, в то время как ступенька, связанная с уровнем $E_v + 0,21$ эв, исчезает.

Можно предположить для объяснения наблюдаемой устойчивости центров следующую гипотезу: при отжиге радиационных нарушений в кремнии, не содержащем лития, полному отжигу соответствует аннигиляция вакансии и внедренного атома. Если считать, что дефекты, ответственные за возникновение уровня $E_v + 0,28$ эв, включают внедренные атомы (например, комплекс с атомом кислорода), то исчезновение таких дефектов в условиях, когда вакансии заняты, будет затруднено.

Известно, что в результате взаимодействия примесных центров с дефектами структуры могут исчезать рекомбинационные уровни [53]. Исходя из явлений, наблюдав-



Рис. 25. Температурная зависимость концентрации дырок в образце кремния, содержащего атомы лития и остаточную концентрацию атомов бора. Проводимость после облучения стала дырочной. Отжиг в течение 1 ч при температурах: 210° (1), 340° (2), 390° (3), 450°C (4).

шихся при облучении кремния, легированного литием, можно было надеяться обнаружить подобный эффект. Для определения времени жизни был использован метод измерения токов короткого замыкания I_s , которые возникают вследствие диффузии избыточных носителей через границу перехода в кристалле за счет энергии электронного возбуждения. Этот метод весьма удобен для

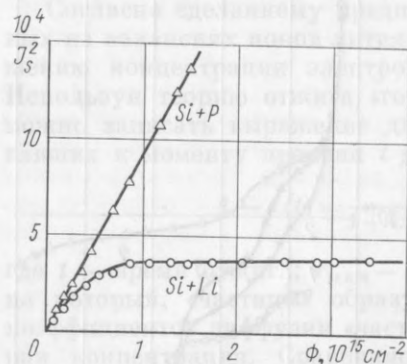


Рис. 26. Возрастание величины $1/I_s^2$, пропорциональной скорости объемной рекомбинации неравновесных носителей в кристаллах кремния *n*-типа, легированных фосфором (Δ) и литием ($\circ$).

получения данных о рекомбинации непосредственно в процессе облучения, причем быстрые электроны используются и как источник возбуждения, и для создания дефектов. В работе исследовались образцы кремния с поверхностными барьерами, изготовленными обычным методом для создания счетчиков заряженных частиц.

На рис. 26 приведены данные о зависимости обратной величины квадрата I_s , пропорциональной обратному значению времени жизни неравновесных носителей, от интегрального потока электронов с энергией 1 Мэв для двух образцов с одинаковым удельным сопротивлением, $\rho = 0,2 \text{ ом} \cdot \text{см}$, и, следовательно, одинаковым положением уровней Ферми. Один образец был легирован литием, а другой — фосфором. Содержание кислорода по данным инфракрасного поглощения было практически одинаковым и составляло $(2-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Опыты проводились при комнатной температуре.

Из графика видно, что в начальный момент время жизни уменьшается с ростом потока электронов одинаково для образцов с литием и без него, но затем в образце с литием это уменьшение замедляется, а в дальнейшем прекращается. Значение I_s^2 в образце с литием остается почти неизменным вплоть до потока электронов $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$, в то время как в образце с фосфором оно продолжает падать линейно.

Предполагается, что процесс образования рекомбинационных центров ограничен возможностью диффузии лития, т. е. взаимодействие лития с А-центрами идет в процессе облучения.

Радиационные дефекты в чистом германии и германии, легированном золотом. Начиная с первых работ К. Ларк-Горовица и сотр. [72] германий стал классическим объектом исследования радиационных дефектов и их влияния на электронные процессы в полупроводнике. Однако ряд обстоятельств, связанных с малой устойчивостью дефектов, затруднял и до настоящего времени затрудняет идентификацию спектра локальных уровней в облученном германии. Большие трудности встречаются и при наблюдении парамагнитного резонанса в германии.

В связи с этим исследование свойств облученного германия довольно часто шло по пути выяснения механизмов неравновесных электронных процессов (фотопроводимости, примесного пробоя и т. п.), связанных с радиационными дефектами, но не требующих для своей интерпретации практического применения знания физической природы и происхождения дефектов в той мере, в какой последние выяснены, например, для А-центров в кремнии. Мы не будем рассматривать результаты этих работ и ограничимся анализом попыток выделения спектра наиболее простых дефектов и эффектов взаимодействия их с примесями.

В работе [43], проведенной в ФИАН СССР, использовались монокристаллы германия высокой чистоты с концентрацией остаточных примесей элементов III и V групп, не превышающей 10^{12} см^{-3} . Эти кристаллы имели при комнатной температуре удельное сопротивление около $56 \text{ ом} \cdot \text{см}$. В контрольных опытах использовались образцы *p*-типа, легированные золотом в концентрации около 10^{15} см^{-3} . Основными методами были измерения спектров, изучение кинетики фотопроводимости, а также измерения Холла. Облучение германия проводилось при комнатной температуре электронами с энергией 1 Мэв. После облучения потоком порядка $10^{16} \text{ электрон/см}^2$ при температуре около 100° К равновесная концентрация дырок в образцах *p*-типа уменьшалась до значений порядка 10^8 см^{-3} . Измерение фотопроводимости проводилось на установке, описанной в работе [40].

На рис. 27 показаны спектр фотопроводимости исходного германия *n*-типа (кривая 1) и спектр фотопроводимости

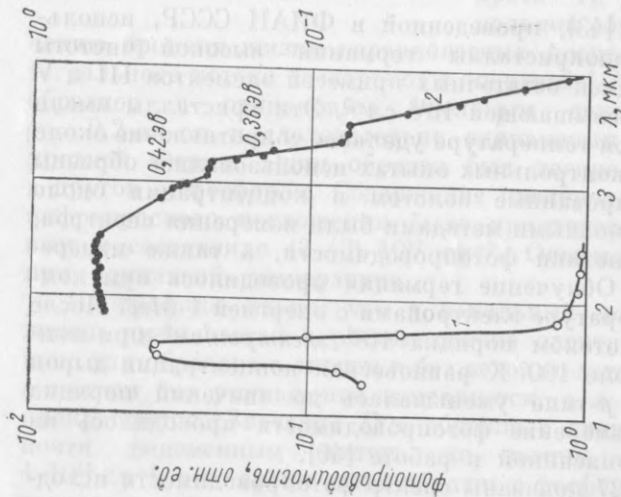


Рис. 27. Спектры фотопроводимости чистого монокристалла германия *n*-типа до (кривая 1) и после (кривая 2) облучения интегральным потоком электронов с энергией $1 \text{ Мэв } 2,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. После облучения образец приобрел электропроводность *p*-типа; температура около 100° К .

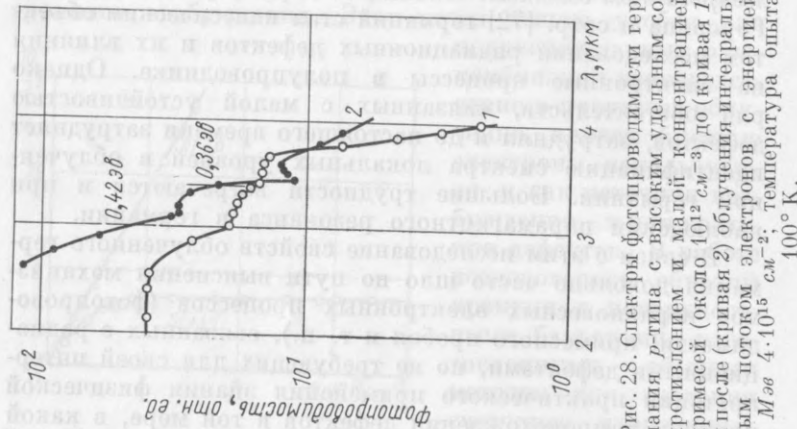


Рис. 28. Спектры фотопроводимости германия *p*-типа с высоким удельным сопротивлением и малой концентрацией примесей (около 10^{12} см^{-3}) до (кривая 1) и после (кривая 2) облучения интегральным потоком электронов с энергией $1 \text{ Мэв } 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$; температура опыта 100° К .

мости того же образца после облучения потоком электронов $2,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (кривая 2). Облучение изменило тип электропроводности.

В примесной области возникла фотопроводимость, которую можно связать с переходами электронов из валентной зоны на уровни $E_v + 0,36 \text{ эв}$ и $E_v + 0,42 \text{ эв}$. Контрольные опыты, описанные в работе [43], показали, что наблюдавшийся примесный спектр обусловлен центрами, возникшими в объеме кристалла. В отличие от спектров монокристаллов *n*-типа в чистом германии *p*-типа уровни $E_v + 0,36 \text{ эв}$ и $E_v + 0,42 \text{ эв}$ обнаруживались и в исходном, необлученном материале. Подобный спектр приведен на рис. 28 (кривая 1). Облучение интегральным потоком $4 \cdot 10^{15} \text{ электрон/см}^2$ не привело к появлению в изучавшейся области спектра новых уровней, а лишь вызвало возрастание концентрации дефектов (кривая 2).

Естественным кажется предположение о том, что *p*-проводимость исходных кристаллов обусловлена дефектами, образовавшимися в процессе роста.

В работах Кертиса и Кроуфорда [73], изучавших отжиг радиационных дефектов в германии *n*-типа, высказано предположение о том, что уровень $E_v + 0,36 \text{ эв}$ принадлежит вакансиям. В работе [43] предполагалось, что уровень $E_v + 0,42 \text{ эв}$ соответствует внедренному атому. Логан [74] показал, что при больших скоростях закалки в образцах германия на электропроводность влияют вакансии. Он предположил, что междоузельные атомы захватываются дислокациями и не выступают в качестве электрически активных центров. Если это справедливо, то в спектре фотопроводимости закаленного германия уровень $E_v + 0,42 \text{ эв}$ должен отсутствовать. Опыты по закалке германия в этиленгликоле от температур $600\text{--}800^\circ \text{ С}$ показали, что действительно в таких образцах возникла лишь уровень $E_v + 0,36 \text{ эв}$, а уровень $E_v + 0,42 \text{ эв}$ отсутствовал [43]. Более того, последующие эксперименты с бездислокационными монокристаллами германия показали, что в этом случае в нагретых и закаленных от $600\text{--}700^\circ \text{ С}$ образцах возникают и центры с уровнем $E_v + 0,42 \text{ эв}$, что подтверждает предположение о том, что уровень принадлежит междоузельным атомам.

Опыты по облучению германия, легированного золотом, свидетельствуют в пользу приведенных выше заключений о природе центров с уровнями $E_v + 0,36 \text{ эв}$ (вакан-

сия) и $E_v + 0,42$ эв (междоузельный атом). Было найдено, что присутствие атомов золота влияет на скорость возникновения упомянутых центров при облучении. На рис. 29 показаны спектры фотопроводимости необлученного и облученного образцов германия, легированного золотом. Кривая 1 относится к необлученному образцу, кривая 2 — к образцу, облученному интегральным потоком $8 \cdot 10^{15}$ электрон/см².

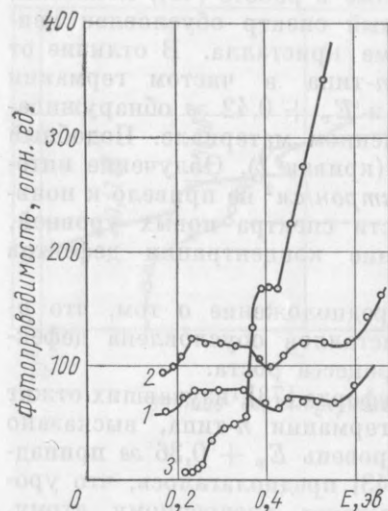


Рис. 29. Фотопроводимость необлученного и облученного разными потоками электронов с энергией 1 Мэв образца германия, легированного золотом:

1 — до облучения; 2 — $8 \cdot 10^{15}$ см⁻²; 3 — $6 \cdot 10^{16}$ см⁻².

Облучение достаточно большими потоками электронов ($6 \cdot 10^{16}$ электрон/см², кривая 3) меняет форму спектра и приводит к появлению уровней $E_v + 0,36$ эв и $E_v + 0,42$ эв. Было предложено, что при потоках электронов, создающих концентрации вакансий, меньшие концентрации атомов золота, возникающие вакансии ассоциируют с атомами золота. Поэтому при комнатной температуре, когда скорость миграции вакансии достаточно велика, мы не замечаем образования простых дефектов. При концентрации вакансий, превышающей концентрацию золота, часть вакансий остается свободной, и уровень $E_v + 0,36$ эв наблюдается. Если предполагать, что междоузельные атомы германия менее интенсивно взаимодействуют с вакансиями, чем атомы золота, то концентрация свободных междоузельных атомов будет превышать концентрацию свободных вакансий. Поэтому более отчетливое проявление уровня $E_v + 0,42$ эв может быть дополнительным аргументом в пользу того, что уровень принадлежит атому, расположенному в междоузлии,

Анализ кинетики нарастания и спада сигналов фотопроводимости, связанной с уровнями $E_v + 0,36$ эв и $E_v + 0,42$ эв, позволил определить сечения захвата дырок этими уровнями, оказавшиеся для $T \approx 100^\circ$ К равными:

$$E_v + 0,36 \text{ эв} \quad q_p \approx 1,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2,$$

$$E_v + 0,42 \text{ эв} \quad q_p \approx 3,1 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2.$$

На основе данных о сечениях захвата были определены эффективности введения этих уровней облучением; оказалось, что они совпадают между собой в пределах ошибки эксперимента.

5. УСТОЙЧИВОСТЬ И ОТЖИГ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Как уже было указано, кристалл, в котором существуют радиационные дефекты, представляет собой

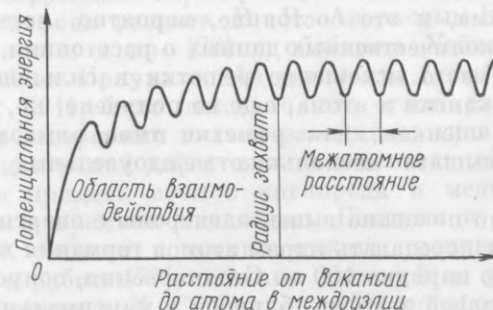


Рис. 30. Простейшая энергетическая схема, используемая для интерпретации явлений отжига радиационных нарушений.

неустойчивую систему и, вообще говоря, с течением времени при температуре, отличной от нуля, должен приближаться к устойчивому состоянию, т. е. число радиационных дефектов должно уменьшаться.

Наиболее простым процессом должен быть отжиг равномерно распределенных в объеме кристалла междоузельных атомов и вакансий при отсутствии примесей и других нарушений, например дислокаций.

На рис. 30 представлена простейшая схема процесса отжига. Волнистая линия изображает зависимость потен-

циальной энергии дефекта Френкеля от расстояния, разделяющего междоузельный атом и вакансию.

При очень малых разделяющих расстояниях энергия круто возрастает, что соответствует работе, необходимой для удаления атомов из узла; переводу атома в один из ближайших «естественных» междоузлий соответствует первый мелкий минимум. Последующие мелкие минимумы на кривой соответствуют междоузлиям, удаленным от оставленного атомом начального пустого узла на все увеличивающиеся расстояния. На больших расстояниях между вакансией и междоузельным атомом глубина таких минимумов должна быть одинаковой. Однако вблизи вакансий на смещенный атом должна действовать сила, обусловленная искажением решетки и направленная к вакансии. Действие этой силы сводится к снижению энергии минимумов по мере приближения к вакансии.

Как уже указывалось, согласно более детальной модели для германия, ближайшему междоузлию вдоль оси $\langle 111 \rangle$ может соответствовать очень мелкая потенциальная яма, и это состояние, вероятно, нестабильно. Надежных количественных данных о расстоянии, на котором имеет место искажение решетки и сильное взаимодействие вакансии и атома, еще не получено, но, согласно косвенным оценкам, для решетки типа алмаза оно не может превышать нескольких междоузельных расстояний.

Как было показано выше, электроны с энергией около 1 Мэв могут передавать ядрам атомов германия или кремния энергию порядка 100 эв . Столкновения, сопровождающиеся передачей энергии, близкой к максимальной, сравнительно редки, и в большинстве случаев атомы уходят из узлов вследствие передачи энергии, лишь незначительно превышающей пороговую.

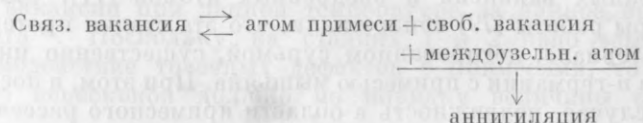
В результате естественного разброса величины импульсов, передаваемых смещенным атомам, и направлений движения этих атомов последние будут занимать различные междоузельные состояния. Возрастание разделения пар Френкеля может происходить вследствие «фокусированных соударений» вдоль определенных кристаллографических направлений.

В результате движения дефектов после их возникновения пары, разделенные меньшими расстояниями, согласно рассматриваемой модели, имеют бóльшую вероятность рекомбинации по сравнению с вероятностью даль-

нейшего увеличения разделения. Энергия активации, характеризующая движение компонент близких пар, согласно данной модели, должна быть меньше, чем для более далеких (т. е. разделенных большими расстояниями)

Дефекты, разделенные расстояниями, превышающими радиус действия сил притяжения, вызванных искажением решетки, а также, возможно, и электростатическим взаимодействием, должны совершать хаотическое движение в кристалле, активируемое тепловым возбуждением. Если предположить, что более подвижным является междоузельный атом, то он, перескакивая из одного междоузлия в другое, может случайно оказаться в пределах «сферы захвата» вакансии, после чего перескоки станут частыми и пара исчезнет. Движение всех удаленных междоузельных атомов относительно всех вакансий (или относительное движение тех и других) должно приводить к процессу восстановления «второго порядка», т. е. гиперболической зависимости от времени в случае, если концентрации рекомбинирующих партнеров равны. Теория процессов подобного рода развита В. В. Антоновым-Романовским [75]. Брауном и др. [76] и обобщена Уэйтом [77].

В работе Брауна и Августиньяка, опубликованной в 1959 г. [21], было показано, что отжиг радиационных дефектов в германии сильно зависит от типа проводимости, концентрации дефектов и дополнительной подсветки. Влияние примеси атомов кислорода и меди на отжиг дефектов в кремнии отмечалось Бемским и Августиньяком [71]. Однако в теории отжига, например предложенной в работе [77], влияние примесей не учитывалось. А. В. Спицин и Л. С. Смирнов [78] предположили, что атомы примеси могут играть роль «центров прилипания», затягивающих процесс рекомбинации вакансий и междоузельных атомов, и проанализировали отжиг на основе простой кинетической схемы, подобной той, которая часто встречается в теории люминесценции. Процесс отжига, согласно их модели, описывается схемой:



(предполагалось, что вакансии значительно более подвижны, чем междоузельные атомы),

Ко времени появления работы [78] не было проведено экспериментов, которые можно было бы использовать для однозначной проверки их модели. Однако применение этой схемы, например к процессу отжига *n*-германия, изучавшемуся в работе [21], дало удовлетворительное согласие с экспериментом.

Наиболее подробное исследование отжига радиационных дефектов, вызванных γ -квантами в германии с примесями Sb и As, провели Ишино, Накадзава и Хазигути [79]. Отжиг проводился ими в области температур от 310 до 560° К. Концентрация электронов до облучения (n_0), после облучения (n_i) и после отжига (n) определялась при 90° К. В качестве меры отжига использовалась доля неотожженных дефектов;

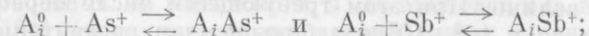
$$f \equiv \frac{n_0 - n}{n_0 - n_i} < 1. \quad (66)$$

Учитывая энергетический спектр дефектов в кристаллах германия *n*-типа и температуру измерений, следует считать, что значение f соответствует относительному изменению концентрации ионизованных акцепторных уровней радиационного дефекта. Согласно модели Джемса — Ларк-Горовица [36], разность $n_0 - n$ пропорциональна концентрации вакансий. Согласно модели Блаунта, [80] и у вакансии, и у внедренного атома есть по одному акцепторному и по одному донорному уровню. В этом случае разность $n_0 - n$ пропорциональна суммарной концентрации внедренных атомов A_i и вакансий A_v .

Применяя изохронный отжиг (в течение 15 мин), авторы работы [79] обнаружили три различных стадии изменения величины f .

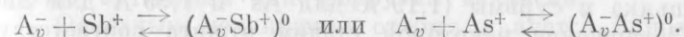
Стадия 1: отжиг в области 370° К. Полученная ими энергия активации (0,7—0,8 эв) близка к оценочному значению энергии активации для междоузельной диффузии атома. Кинетика процесса отжига почти первого порядка, как это и должно быть для реакции близкорасположенных вакансий и внедренных атомов [77]. Однако авторы работы [79] обнаружили, что эта стадия протекает в материале, легированном сурьмой, существенно иначе, чем в *n*-германии с примесью мышьяка. При этом, в последнем случае, подвижность в области примесного рассеяния восстанавливается на этой стадии отжига почти полностью, хотя восстановление концентрации носителей только начинается. Такое изменение подвижности можно свя-

зать с образованием нейтральных (при низкой температуре) комплексов $A_i^-As^+$. Отрицательный заряд атома в междоузлии при низких температурах следует из модели Блаунта [80]. При температуре отжига, когда уровень Ферми расположен вблизи середины запрещенной зоны, по этой модели внедренный атом нейтрален и идет реакция



A_i — внедренный атом, A_v — вакансия.

Стадия 2: отжиг вблизи 430° К. Энергия активации процесса составляет около 1,2 эв, что примерно соответствует энергии активации для диффузии вакансии. В образцах, легированных сурьмой, подвижность носителей заряда при низких температурах достигает иногда значений больших, чем до облучения, т. е. образование нейтральных комплексов идет и в этой стадии, например, так:



Стадия может быть интерпретирована как результат диффузии вакансий к атомам в междоузлии и атомам доноров.

Стадия 3: отжиг вблизи 530° К. Энергия активации $2,2 \pm 0,2$ эв для материала, легированного мышьяком, и $2,5 \pm 0,3$ эв для материала, легированного сурьмой. Кинетика процесса второго порядка. Эту стадию можно связать с диссоциацией комплексов $(A_v^-As^+)$ и $(A_v^-Sb^+)$, а энергия активации должна приблизительно соответствовать сумме энергии связи и энергии активации диффузии вакансии [78]. Тогда для энергии связи вакансии с атомом As получается значение около 1 эв, а для Sb — около 1,3 эв.

Исходя из найденных в работе [79] энергий активации, можно подсчитать число перескоков атома в междоузлии или вакансии при данной температуре за данное время отжига*. Поскольку на стадиях 1 и 2 явно заметно взаимодействие точечных дефектов с примесями, то это число перескоков должно по порядку величины соот-

* Число перескоков $n_j \approx 4 \nu e^{-E/kT} t$, где $\nu \approx 10^{13} \text{ сек}^{-1}$, E — энергия активации диффузии, T — температура отжига, t — время.

ветствовать среднему расстоянию l между радиационным дефектом и примесью (учитывая радиус захвата *). В случае стадии 1, когда нейтральные внедренные атомы уходят к примесям, взаимодействие, определяющее захват, отлично от кулоновского. Радиус захвата близок к постоянной решетки, а среднее расстояние, которое должен пройти атом в междоузлии до захвата примесью, велико. При этом требуемое число перескоков получается в 10^2 — 10^3 раз больше, чем рассчитанное на основании энергии активации, 0,75 эв. Авторы полагают, что существует барьер R для аннигиляции пар Френкеля и наблюдающуюся экспериментальную энергию активации E можно представить как $E = E_m + R$, где E_m — «истинная» энергия активации диффузии атома.

Считая, что $R = 0,15$ эв, и вычисляя число перескоков по энергии активации диффузии $E_m = E - R$, авторы устранили существующее расхождение. Остается непонятным, как внедренный атом «чувствует» на больших расстояниях разницу в ионных радиусах атомов мышьяка и сурьмы (1,19 Å для As^+ и 1,89 Å для Sb^+).

Завершение некоторой стадии отжига соответствует «истощению» определенного механизма аннигиляции пар Френкеля или образования комплексов с примесями. Поэтому завершению стадии 1 должна соответствовать ситуация, когда практически все внедренные атомы захвачены примесями (по крайней мере в германии, легированном мышьяком). Следующая стадия 2 не может происходить, как полагают авторы, после диссоциации комплексов A_iSb^+ или A_iAs^+ , так как скорость реакции определялась бы тогда скоростью этой диссоциации и была бы существенно различной в случае As и Sb . Видимо, в стадии 2 должен идти процесс диффузии вакансий к связанным внедренным атомам и аннигиляции пар Френкеля вблизи атомов примеси. При этом может частично происходить образование комплексов вакансии + атом примеси, диссоциирующих в стадии 3.

Данная интерпретация не доказана окончательно и нуждается в проверке.

В работе [79] не изучалось влияние дислокаций (их плотность не контролировалась). Возможное одновременное воздействие дислокаций и примесей на процессы

* $l \approx \frac{1}{2} (N_d)^{-1/3} - r_{\min}$, где N_d — концентрация примесей, $r_{\min}$ — радиус захвата.

диффузии в полупроводнике затрудняет интерпретацию данных по отжигу дефектов. Желательно разделять влияние дислокаций и примесей, исследуя отжиг на заведомо бездислокационном материале с разными примесями и наоборот, на материале с меняющейся плотностью дислокаций и постоянной (невысокой) концентрацией примесей.

В работе Н. А. Витовского, Т. В. Машовец и С. М. Рывкина [81] изучался изотермический отжиг γ -радиационных дефектов на образцах с концентрацией Sb $4 \cdot 10^{13}$ и $2 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ при температуре 120 и 200° С. В данном случае исследовалось уменьшение в ходе отжига концентрации отдельных энергетических уровней радиационного дефекта. Было показано следующее.

а. Концентрация уровней $E_c - 0,2$ эв, $E_v + 0,37$ эв и $E_v + 0,11$ эв уменьшается при отжиге с одной энергией активации, равной $1,3 \pm 0,2$ эв, что совпадает с энергией активации стадии 2 отжига, полученной в работе [79], и, как указывалось, лишь незначительно превышает энергию активации для диффузии вакансий.

б. Основным механизмом отжига является биполярный, т. е. одновременное уменьшение концентрации донорных уровней $E_c - 0,2$ эв или $E_v + 0,27$ эв и акцепторных $E_v + 0,11$ эв. Наряду с этим наблюдается монополярный отжиг, как правило, донорных уровней, но иногда и акцепторных. Концентрация каких именно компонент дефекта уменьшалась монополярно во время высокотемпературного отжига, зависело от того, происходил ли интенсивный монополярный отжиг уровня $E_c - 0,2$ эв во время облучения. Этот отжиг наблюдался частично в образцах с разной концентрацией доноров. Однако результаты Кулиленда и др. [82] заставляют предполагать, что причиной различий были разные плотности дислокаций, не измеренные в работе Н. А. Витовского и др. [81].

в. Уже на ранних стадиях отжига при 200° С у образцов n -типа, претерпевших конверсию типа проводимости, уровень $E_v + 0,27$ эв изменялся на $E_v + 0,22$ эв. Когда после длительного отжига образец опять приобретал проводимость n -типа, отмечали исчезновение уровня $E_c - 0,2$ эв и появление уровня $E_c - 0,13$ эв. Изменение положения уровней авторы связывают с перестройкой структуры дефекта. Надо отметить, что по модели Блаунта уровень $E_v + 0,27$ эв не связывается с вакансией и имеет акцепторный характер. Можно ожидать понижения

акцепторных уровней вакансии, находящейся вблизи донорного атома. Поэтому уровень $E_v + 0,22$ эв можно интерпретировать как принадлежащий вакансии, близко расположенной к атому примеси.

Низкотемпературное облучение и отжиг. Изучение отжига наименее устойчивой части дефектов в германии и кремнии в области температур ниже 100°K , проведенное Мак-Кеем и Клонцем, дало новые сведения о «близких парах» междоузельных атомов и вакансий [61]. Эти же авторы выяснили, что вероятность стабилизации дефекта после его возникновения может весьма сильно зависеть от зарядового состояния компонент пары Френкеля.

При отжиге вырожденного германия n -типа, облученного при температуре ниже 10°K , были обнаружены две стадии вблизи 35 и 65°K . Скорость удаления носителей из зоны проводимости при бомбардировке электронами с энергией 1 Мэв составляла 2 см^{-1} . Для вырожденного германия p -типа скорость удаления, $-\frac{\Delta p}{\Phi}$, не превышала $0,1\text{ см}^{-1}$, и отжиг при температурах ниже 120°K не наблюдался; таким образом, близкие пары, возникающие при таком облучении, устойчивы в германии n -типа, но рекомбинируют сразу же после возникновения в германии p -типа. Возможно предположение о том, что дефекты возникают и в германии n -типа, но выступают в этом случае в качестве доноров, было отвергнуто экспериментальными данными Синга, определившего энергию, накапливаемую в кристаллах Ge после облучения и выделяемую при нагреве в области температур от 15 до 80°K . По данным Синга*, энергия, накапливаемая в результате возникновения дефектов в германии n -типа в предположении, что при исчезновении дефекта в зону проводимости возвращаются два электрона, соответствует 8 эв на каждую пару дефектов Френкеля; накопления энергии в германии p -типа обнаружено не было.

Опытами Мак-Кея и Клонца было показано, что облучение германия при низкой температуре электронами с энергией ниже порога возникновения дефектов ($0,3\text{ Мэв}$) приводит, подобно нагреву кристалла, к уменьшению числа дефектов, созданных перед этим электронами с более высокой энергией ($1,1\text{ Мэв}$); таким образом, бом-

бардировка электронами не только создает новые дефекты, но и способствует исчезновению уже возникших дефектов. Если низкотемпературный отжиг в германии n -типа связан с рекомбинацией близких пар Френкеля, то степень отжига, при прочих равных условиях, должна уменьшаться с увеличением энергии создающих дефекты электронов. Однако экспериментально наблюдался обратный эффект. По мнению авторов, он связан с упомянутым выше «радиационным отжигом». При меньших энергиях электронов для достижения определенного изменения проводимости образца нужен больший интегральный поток электронов и, следовательно, вероятность исчезновения менее стабильных дефектов относительно выше.

Если низкотемпературный отжиг в облученном электронами германии n -типа действительно обусловлен исчезновением близких пар, то этому отжигу должен соответствовать один или несколько «скачков», обусловленных термической активацией. Анализируя кривые изохронного отжига в предположении о процессе первого порядка, авторы получили для ступени, соответствующей 35°K , энергию активации, близкую к $0,04\text{ эв}$, и частоту скачков порядка 10^3 сек^{-1} , и для ступени вблизи 65°K энергии $0,1\text{ эв}$ и частоту около 10^4 сек^{-1} . Эти частоты крайне далеки от ожидаемого значения порядка 10^{13} сек^{-1} .

Упомянутые результаты были получены с образцами, имевшими исходную концентрацию носителей выше 10^{17} см^{-3} ; в менее сильно легированных образцах при температуре жидкого гелия носители «вымораживаются» и методы обычных электрических измерений неприменимы.

Измерения электрических параметров кремния, облученного при температуре жидкого гелия быстрыми электронами, а также спектры спинового электронного резонанса показывают, что близкие пары Френкеля, по-видимому, в большинстве своем рекомбинируют или разделяются также при температуре 10°K . По-видимому, междоузельные атомы в кремнии более подвижны, чем вакансии.

Низкотемпературное облучение антимонида индия показало, что в области температур от 4 до 80°K явлений отжига не наблюдается [83]. При 80 и 140°K обнаружено 2 ступени отжига, в результате которого изменившаяся после облучения проводимость восстанавливается на 80% . Эйзену [84] удалось показать, что 2-я стадия восстанов-

* Синг. Диссертация, Университет Пардью, г. Лафайетт (США), 1964 — неопубликована. Частное сообщение проф. Дж. Мак-Кея.

ления (140°K) связана со смещенным облучением атомами индия. Однако вопрос о том, связан ли отжиг с восстановлением нарушенной структуры, т. е. исчезновением дефектов, остается нерешенным.

Еще в 1958 г. было замечено, что скорость введения дефектов в германий бомбардировкой быстрыми электронами зависит от интенсивности электронного пучка [85]. Этот эффект особенно сильно выражен при энергиях, лишь немного превышающих пороговую; при температуре выше 200°K он отсутствует. Существование этого явления, по-видимому, обусловлено тем, что не один, а несколько электронов могут каким-то образом «участвовать» в создании дефекта. Простой подсчет показывает, что таким процессом не может быть одновременное рассеяние двух электронов одним и тем же атомом. Предположение о том, что наблюдаемый эффект может быть обусловлен первоначальным возникновением «короткоживущих» дефектов и их стабилизацией под действием последующего воздействия быстрых электронов, не подтверждается результатами эксперимента, в котором один и тот же образец германия облучался короткими (1 мксек) импульсами электронов с энергией $0,7$ и $0,15 \text{ Мэв}$ от двух ускорителей. Импульсы могли быть одновременными или сдвигаться по времени относительно друг друга. Оказалось, что, хотя электроны с энергией $0,15 \text{ Мэв}$ сами по себе не создают дефектов, одновременное воздействие двух пучков на германий n -типа приводило к существенному возрастанию наблюдавшегося остаточного уменьшения проводимости. Время «взаимодействия» электронных пучков не превышало 1 мксек , что исключало возможность объяснения эффекта простым нагревом пучком электронов с энергией $0,15 \text{ Мэв}$.

Для объяснения наблюдавшихся особенностей отжига в $\text{Ge } n$ -типа, а также малой эффективности введения дефектов в германий p -типа при электронной бомбардировке Мак-Кей и Клонц предложили модель близких пар Френкеля, согласно которой энергетический барьер, препятствующий рекомбинации, зависит от зарядового состояния дефектов. Захват электронов парой Френкеля, согласно этой модели, увеличивает высоту барьера до значения E'_R , обозначенного пунктиром на рис. 31. Согласно такой модели, после смещения атомов германия при низкой температуре дефекты захватывают электроны из зоны проводимости. Согласно данным, приведенным

в работе [61], высота барьера превышает $0,2 \text{ эв}$. Вблизи температуры 65°K электроны получают возможность переходить обратно в зону проводимости, барьер, препятствующий рекомбинации пар Френкеля, снижается до значения E_R и дефекты быстро исчезают. Таким образом, скорость рекомбинации дефектов определяется

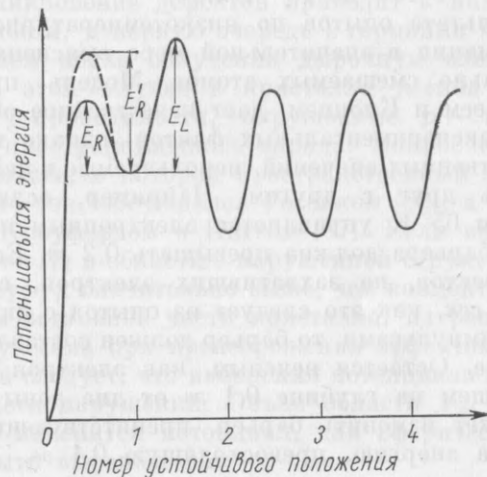


Рис. 31. Потенциальная энергия междоузельного атома вблизи вакансий. Сплошная кривая соответствует паре Френкеля, не захватившей стабилизирующий электрон. Дополнительный барьер высотой ($E'_R - E_R$) обусловлен захватом электронов.

вероятностью электронных переходов, и наблюдаемые значения энергии активации и частот перескоков характеризуют эти переходы, а не вероятность термического переброса междоузельного атома на место вакансии.

«Устойчивость» германия p -типа при электронной бомбардировке при низких температурах с точки зрения этой модели объясняется тем, что электроны, захваченные дефектами, скоро перейдут в валентную зону, и барьер, препятствующий рекомбинации, останется низким.

Зависимость вероятности возникновения дефектов от интенсивности электронного пучка можно связать с тем, что при малой интенсивности дефект не успевает захватить «стабилизирующий» электрон. Поэтому вероятность дальнейшего перескока междоузельного атома в более

удаленное и стабильное положение мала, и большинство возникших дефектов рекомбинирует.

Во время интенсивных импульсов ионизации концентрация неравновесных электронов может достигать 10^{16} см^{-3} и время захвата электрона дефектом уменьшается для образца с начальной концентрацией электронов 10^{14} см^{-3} с 10^{-3} до 10^{-5} сек .

В результате опытов по низкотемпературному облучению германия в значительной мере выяснена «судьба» первоначально смещаемых атомов. Модель, предложенная Мак-Кеем и Клонцем, дает качественное объяснение основных экспериментальных фактов, однако некоторые из количественных значений, используемые в ней, трудно согласовать друг с другом. Например, если ступень отжига при 65° К управляется электронным переходом, то высота барьера должна превышать $0,2 \text{ эв}$. Если время жизни дефектов, не захвативших электрон, составляет менее 10^{-6} сек , как это следует из опытов с двумя электронными импульсами, то барьер должен составлять $0,1 \text{ эв}$ или меньше. Остается неясным, как электрон в состоянии, лежащем на глубине $0,1 \text{ эв}$ от дна зоны проводимости, может изменить барьер, препятствующий рекомбинации на энергию, превосходящую $0,1 \text{ эв}$.

6. ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ СКОПЛЕНИЙ ДЕФЕКТОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ И ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, НА СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Как было показано выше, первично смещенные атомы, возникающие вследствие рассеяния на ядрах быстрых нейтронов, имеют в среднем высокую энергию. Их пробег в кристалле может составлять сотни межатомных расстояний. Значительная часть (до половины) энергии первичных атомов затрачивается на образование тесной группы (скопления смещенных атомов или клина смещений). Согласно косвенным оценкам (см. ниже), концентрация точечных дефектов внутри скопления может достигать $0,1\%$. Таким образом, следует ожидать, что общая картина распределения нарушений в облученном быстрыми нейтронами полупроводнике представится как скопления дефектов с поперечными размерами порядка $100 \text{ \AA}$ и «фон» точечных дефектов и их ассоциаций с примесными атомами, а также скоплений меньшего размера.

Флуктуации потенциала, связанные с заряженными дефектами внутри скоплений, могут весьма сильно влиять на электропроводность и неравновесные электронные процессы.

Особенно сильные эффекты, связанные со скоплениями дефектов, должны проявляться в полупроводниках, в которых возникновение дефектов приводит к инверсии типа проводимости, в первую очередь в германии n -типа, приобретающем после облучения дырочную электропроводность. В этом случае в кристалле n -типа возникнут области p -проводимости, окруженные $p-n$ -переходом и слоем пространственного заряда. Вопрос о протяженности области, в которой пространственный заряд вызывает изгиб зон, обсуждался Госсиком [86], а также Клилендом, Кроуфордом и Пиггом [87]. Если концентрация акцепторов N_1 в области с нарушенной структурой, имеющей радиус r_1 , значительно выше, чем концентрация доноров N_2 в остальной части кристалла, из решения уравнения Пуассона при пренебрежении эффектом свободных носителей следует, что изменения потенциала имеют место вне области нарушений. Объем области V_p , в пределах которого изменится потенциал, для сферической модели может быть выражен как

$$V_p = \frac{4}{3} \pi r_2^3 = \psi_p \varepsilon' \frac{r_1}{q N_2}, \quad (67)$$

где ψ_p — перепад потенциалов от центра нарушенной области до нормального потенциала в кристалле; r_2 — радиус внешней границы области пространственного заряда; ε' — диэлектрическая проницаемость, q — заряд электрона. Для германия n -типа при слабом легировании ($10^{13} < N_2 < 10^{15} \text{ см}^{-3}$) r_2 на один-два порядка величины превышает r_1 . Значение ψ_p соответствует разнице в энергии, необходимой для выравнивания электрохимического потенциала, т. е.

$$q\psi_p = E_{F2} - E_{F1}. \quad (68)$$

В случаях, когда радиус области нарушений r_1 оказывается меньше некоторого критического значения, изменения потенциала будут иметь место и внутри скопления дефектов. При условии $N_1^{1/3} \gg N_2^{1/3}$ критический радиус $r_{1\text{кр}}$ можно выразить как

$$r_{1\text{кр}} \simeq \left(\varepsilon' \frac{\psi_p}{2\pi q N_1} \right)^{1/2}. \quad (69)$$

Если взять типичные значения: $\psi_D = 0,4$ в и $N_1 = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, то $r_{кр} = 80 \text{ \AA}$.

Если $r_1 < r_{кр}$, эффект влияния пространственного заряда становится незначительным. Схема зонной структуры полупроводника вблизи большого (а) и малого (б) скоплений дефектов изображена на рис. 32.

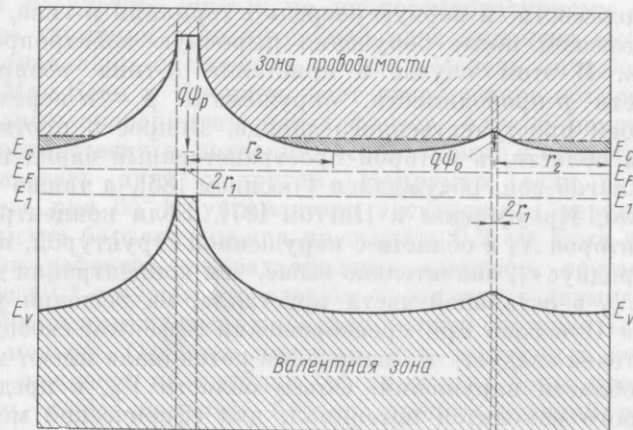


Рис. 32. Потенциальные барьеры, возникающие вследствие искривления зон вокруг скоплений радиационных дефектов, появляющихся в полупроводнике ($r_1 > 150 \text{ \AA}$, $N_A = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

Концентрация электронов в областях пространственного заряда очень мала, и при измерениях электропроводности эти области должны проявляться как «включение диэлектрика». В работе [88] показано, что электропроводность кристалла, содержащего сферические «пустоты», равна

$$\sigma_M = \sigma \frac{1-f}{1+\frac{1}{2}f}, \quad (70)$$

где σ — истинная электропроводность сплошного вещества и f — доля объема, приходящаяся на пустоты.

Таким образом, ток сквозь облученный быстрыми нейтронами полупроводник будет уменьшаться не только вследствие захвата свободных носителей из зон дефектами, но и благодаря уменьшению истинного сечения «блокирующими» областями пространственного заряда.

Если эти области не перекрываются друг с другом, значение f можно определить как

$$f = \bar{v} \sum_v \Phi_n, \quad (71)$$

где $\bar{v}$ — средний объем области пространственного заряда; Σ — вероятность того, что падающий быстрый нейтрон создает ядро отдачи с энергией, достаточной для возникновения области смещений с $r > r_{кр}$, и Φ_n — интегральный поток быстрых нейтронов.

Влияние блокирующих областей должно быть максимальным в случае облучения нейтронами высоких энергий. Обычный спектр нейтронов в реакторе, включающий значительную долю нейтронов с энергиями, меньшими, чем максимальная, вызовет появление большого числа изолированных дефектов и небольших скоплений, не образующих областей пространственного заряда.

Вопрос о минимальной энергии отдачи, которую должен получить атом для возможности последующего возникновения скопления достаточного размера (для создания блокирующей области пространственного заряда), нельзя считать решенным для германия.

Клиленд и Кроуфорд [89], исследовавшие изменение электропроводности σ_M в германии n -типа, облученном в реакторе нейтронами с известным энергетическим спектром, пришли к выводу, что изменение значения σ_M , связанное с захватом электронов из зоны проводимости на уровни дефектов, составляет всего одну треть изменения электропроводности, вызванного возникновением разупорядоченных блокирующих областей p -типа. Ими использовалось предположение, что $r_1 = 100 \text{ \AA}$.

Попытки определить значение r_1 по данным о подвижности носителей, сделанные в ряде работ [90—92], пока не привели к получению надежных количественных данных, хотя результаты этих работ дают убедительное качественное подтверждение правильности модели «блокирующих областей».

Интересно отметить, что, согласно теории, развитой Госсиком [93], подвижность неосновных неравновесных носителей в полупроводнике, в котором возникают замкнутые области пространственного заряда, должна возрастать. Это действительно наблюдалось Глоссером в облученном нейтронами германии [92].

В последнее время ряду авторов, использовавших «прямые» (структурные) методы обнаружения скоплений дефектов, включающих значительное число смещенных атомов, удалось достигнуть существенных успехов.

7. СТРУКТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Так называемые «структурные» методы обнаружения дефектов кристаллов, широко используемые в области физики твердого тела, выходят за рамки нашей основной темы. Однако в ходе изучения радиационных нарушений в полупроводниках часто оказывается необходимым применять эти методы, дающие сведения, ценные для интерпретации экспериментов, касающихся электронных процессов [94]. Поэтому мы сочли необходимым кратко рассмотреть возможности структурных методов и привести несколько типичных примеров их применения.

Для выяснения «структурных свойств» радиационных дефектов в полупроводниках используют прецизионные определения изменений линейных размеров и параметров кристаллической решетки облученных кристаллов, исследование отражения рентгеновских лучей под малыми углами, электронную микроскопию, а также влияние радиационных дефектов на теплопроводность.

Структурные исследования помогают решить вопрос о микроскопическом («атомном») строении дефекта. Следует ожидать, что в будущем роль структурных исследований радиационных нарушений в полупроводниках возрастет.

Изменение линейных размеров (длины) и параметров решетки облученных кристаллов было подвергнуто теоретическому анализу в работе [95]. Ее авторы использовали модель, согласно которой из кристалла а) мысленно «удаляется» область, в которой возникает нарушение; б) создается нарушение и в) «удаленная» часть кристалла вновь вставляется в кристалл.

Нарушения структуры приводят к изменению объема и вызывают напряжение не только в нарушенной области, но и в удаленных частях кристалла. Согласно Эшелби [96], случайное распределение точечных дефектов должно приводить к равномерному и изотропному напряженному состоянию кристалла. В случаях, когда имеет место симметрия тетраэдра, вакансии и междоузельные атомы

должны влиять на кристалл как изотропные центры натяжения. Однако и при отличии от тетраэдра для случайного распределения следует ожидать большого числа дефектов изотропного растяжения кристалла.

В кристаллах, растянутых существующими дефектами, необходимо учитывать как изменение параметров решетки, так и изменение числа атомов в узлах. Определение параметров решетки рентгеновскими методами дает усредненное изменение постоянной решетки, в то время как измерения линейных размеров соответствуют как изменениям параметров решетки, так и изменению числа атомов в узлах. Появлению междоузельного атома или вакансии соответствует изменение объема, эквивалентное добавке атома в узле на поверхности образца или удалению такого атома.

Если обозначить Ω атомный объем в кристалле, а $f_i\Omega$ и $f_v\Omega$ — расширения, соответствующие возникновению одного междоузельного атома и одной вакансии, то полные относительные изменения длины L и параметра решетки α выразятся как

$$\frac{3\Delta L}{L} = c_i(f_i - 1) + c_v(f_v + 1); \quad (72)$$

$$\frac{3\Delta\alpha}{\alpha} = c_if_i + c_vf_v, \quad (73)$$

где c_i и c_v — относительные концентрации междоузельных атомов и вакансий. Из последних двух выражений следует, что

$$c_v - c_i = 3 \left(\frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \right). \quad (74)$$

В условиях, при которых можно считать, $c_i \simeq 0$ (например, в некоторых металлах) при достаточно высокой температуре, проводя одновременные измерения величин $\Delta L/L$ и $\Delta\alpha/\alpha$, можно определить концентрацию вакансий, не зная величин f_i и f_v . Точность определения отношений $\Delta L/L$ и $\Delta\alpha/\alpha$, согласно данным последних лет, превосходит 10^{-5} , таким образом, эксперименты, проводимые при достаточно больших дозах облучения и низких температурах, в принципе могут привести к получению независимых сведений о числе дефектов.

Данные, относящиеся к изолированным (точечным) дефектам. Как было показано выше, электроны или γ -кванты с энергиями порядка нескольких мегаэлектрон-

вольт приводят к возникновению пар междоузельных атомов и вакансий. Если отжигом (восстановлением) можно пренебречь, то $c_i = c_v \equiv c_p$, и из приведенных выше выражений следует, что

$$3 \frac{\Delta L}{L} = 3 \frac{\Delta \alpha}{\alpha} = c_p (f_i + f_v). \quad (75)$$

Таким образом, определение изменения длины кристаллов может дать сведения о сумме $(f_i + f_v)$ при условии, что известна концентрация дефектов. В последнее время подобные измерения были проведены Вуком с кристаллами германия и кремния [97], а также с полупроводниковыми соединениями InSb и GaAs [98].

По данным автора упомянутых работ, облучавшего перечисленные полупроводники при 50–86° К электронами с энергией 2 Мэв, размеры кристаллов германия и кремния почти не меняются при дозах, достигающих до $2 \cdot 10^{19}$ электрон/см², в то время как размеры (длина) образцов InSb и GaAs линейно растут. Значение $\Delta L/L$, относенное к единичному потоку электронов с энергией 2 Мэв, составляет для InSb и GaAs примерно 10^{-23} . В работе [94] дается оценка значения $(f_i + f_v)$ для Ge и Si, в ней используется предположение о том, что дефекты не отжигаются. С этим предположением нельзя согласиться, если принять во внимание, например, убедительные данные Мак-Кея и др. [61], облучавших германий электронами при более низких температурах и наблюдавших отчетливо выраженные явления отжига.

В антимониде индия InSb наблюдалось своеобразное явление «обратного отжига», когда облученный электронами образец при дальнейшем повышении температуры дополнительно расширяется. Это явление имело место в области температур между 50 и 170° К. Причиной обратного отжига может быть либо перегруппировка дефектов, либо отжиг дефектов одного типа, с которыми в отсутствие других дефектов связано сокращение образца.

Согласно теоретическим расчетам [99], величина f_v для полупроводников IV группы должна быть отрицательной. Однако в соединениях типа $A_{III}B_V$ возможно, что вакансии приводят к расширению кристалла подобно случаю ионных кристаллов, где это обусловлено взаимным отталкиванием четырех соседних атомов [100].

Опыты Пирсона и др. [101], использовавших прецизионные измерения параметров решетки полупроводников

по методу линий Косселя на кристаллах германия и арсенида галлия, подвергавшихся закалке от высоких температур, привели к результатам, качественно согласующимся с опытами с облученными электронами образцами. Кристаллы закаленного германия не изменили объема, в то время как в GaAs было обнаружено существенное расширение, по предположению авторов, связанное с вакансиями. Энергия активации возникновения вакансий оказалась близкой к 2 эв.

Скопления радиационных дефектов в Ge и Si. Измеряя линейное расширение кристаллов Ge, облученных дейтронами с энергией 10 Мэв при 25 и 85° К, Вук и Баллуфи [102] установили, что, в отличие от упомянутых выше данных по облучению быстрыми электронами, имеет место четко выраженный эффект. Изменения длины были пропорциональными дозе облучения и практически одинаковы при 25 и 85° К. Среднее число смещенных атомов в скоплениях дефектов, вызываемых действием дейтронов с энергией 10 Мэв, по расчетам авторов, близко к 6 (авторы использовали значение $E_d = 30$ эв). Максимальное число смещенных атомов в скоплении превосходит 100. Присутствие скопления, состоящего из N дефектов, вызывает в первом приближении N -кратное натяжение в кристалле. По мнению авторов [102], качественное отличие эффекта дейтронного облучения от электронного связано, в первую очередь, именно со скоплениями, включающими наибольшие возможные группы дефектов.

Опыты Пирса, облучавшего туннельные диоды из Ge и Si нейтронами при 90° К, показывают, что первоначально, сразу после облучения, в германии возникает континуум энергетических уровней, обусловленный, по-видимому, взаимодействием дефектов внутри крупных скоплений [103]. При отжиге в области температур между 200 и 375° К этот континуум распадается на дискретные уровни, что, вероятно, свидетельствует о «расползании» дефектов, входивших в тесное скопление, по кристаллу. Разумеется, одновременно с миграцией дефектов должна происходить и рекомбинация части пар Френкеля.

Согласно данным опытов, проводившихся с облученным нейтронами кремнием, в последнем эффект группирования дефектов выражен значительно слабее, чем в германии. Это обстоятельство объясняется, по-видимому, тем, что

пробеги смещенных атомов и, соответственно, области развития каскадов актов смещения в легком веществе достаточно велики. Кроме того, в кристаллах с большей шириной запрещенной полосы (1,15 эв для Si по сравнению с 0,65 эв для Ge) волновые функции электронных состояний дефектов, как правило, более локализованы.

Совокупность имеющихся данных об изменении размеров и параметров решетки, облученных нейтронами и дейтронами кристаллов германия [94, 104], показывает, что при комнатной и более высоких температурах облучения остающиеся дефекты в германии представляют собой вакансии или более сложные дефекты, которые образуют совокупность вакансий.

Данные о существовании и размерах скоплений дефектов удастся получить путем исследования рассеяния рентгеновских лучей, падающих под малыми углами на поверхность кристаллов. Такое рассеяние скоплениями возникает, если электронные плотности в областях нарушений структуры существенно отличаются от электронной плотности ненарушенной части кристаллов.

Фудзита и Гонзер обнаружили интенсивное рассеяние рентгеновских лучей под малыми углами от германия, облученного дейтронами при 90° К [105, 106]. Анализ углового распределения интенсивности рассеянного рентгеновского излучения привел авторов к заключению о том, что средний радиус нарушенных областей составляет около 35 Å. Согласно их интерпретации, эти области возникают вследствие локального плавления кристалла, после которого структура, соответствующая жидкому Ge, сокращающемуся при плавлении на 9% по объему, сохраняется. Эта интерпретация, однако, не получила в дальнейшем убедительных независимых подтверждений. Напротив, последующие измерения изменений размеров облученных образцов германия противоречат ей.

Более естественным представляется объяснить наблюдавшееся рассеяние рентгеновских лучей изменениями электронной плотности в областях пространственного заряда, окружающих дефекты, модель которых анализировалась Госсиком [86] и Клеландом и Кроуфордом [89] и упоминалась выше.

Скопления радиационных дефектов в полупроводниковых соединениях типа A_{III}B_V. Как было указано выше, большая часть энергии первичного смещенного атома

переходит в колебания кристаллической решетки, которые вначале сосредоточены в ограниченной приблизительно сферической области. Вопрос о том, имеет ли место локальное импульсное плавление в полупроводниковых соединениях, облучаемых быстрыми нейтронами или тяжелыми частицами, еще не выяснен.

Гонзер и Оккерсе, облучавшие кристаллы соединений GaSb и InSb дейтронами с энергией 12 Мэв при температуре жидкого азота, исследовали нарушения структуры методом отражения рентгеновского излучения под малыми углами [106]. Согласно интерпретации этих авторов, в облученных кристаллах имеют место локальные сокращения объема, связанные с быстрым затвердеванием областей, сохраняющих структуру, свойственную жидкой фазе. Однако данные других работ с теми же соединениями однозначно указывают на существенное расширение образцов GaSb и InSb, облученных дейтронами [107].

В случае, если в кристаллах полупроводниковых соединений имеет место локальное плавление, одним из последствий может быть распад соединения и выпадение компонент в виде «коллоидальных» включений. Это предположение еще не проверено экспериментально.

Метод электронной микроскопии. До настоящего времени электронномикроскопические методы наблюдения радиационных дефектов были применены систематически лишь в случае германия. Наблюдения ограничивались дефектами, устойчивыми при комнатной температуре. Парсонс и др. изучали тонкие (около 700 Å) пленки германия, нанесенные испарением и подвергнутые до облучения термообработке, в результате которой увеличивалась площадь монокристаллических зерен [108]. Образцы исследовались до и после облучения нейтронами в реакторе с помощью электронного микроскопа. Была применена методика, позволявшая наблюдать один и тот же участок пленки до и после облучения. На снимках, сделанных после облучения, были отчетливо видны области нарушенной структуры. Число этих областей примерно соответствовало вычисленному числу актов смещения атомов Ge с большой начальной энергией. Форму скоплений дефектов было невозможно установить из-за недостаточного разрешения. Средний диаметр скоплений был близок к 50 Å.

Парсонсу удалось наблюдать также дефекты, возникавшие в германиевых пленках в результате бомбардировки

ионами кислорода с энергией 100 кэв. При небольших дозах (10^9 — $5 \cdot 10^{10}$ ион/см²) на пленке обнаруживались пятна нарушенной структуры диаметром около 90 Å; при больших дозах эти пятна сливались друг с другом.

Электронограммы, снимавшиеся с пленок, до облучения обнаруживали систему пятен, типичную для кристаллического германия. По мере бомбардировки ионами на электрограмме возникали кольца, характерные для аморфного германия. При больших дозах пятна исчезали и оставались лишь кольца.

Бертолотти и др. исследовали области радиационных нарушений на поверхности германия, применяя химическое травление и метод реплик [109]. Германий *n*-типа с удельным сопротивлением 1 ом·см был облучен потоком $5 \cdot 10^{12}$ см⁻² нейтронов с энергией 14 Мэв при комнатной температуре. Травленные поверхности (111) изучались до и после облучения.

Для создания контроля (тени) использовалось напыление кварца. Реплики с поверхностей облученного, но не подвергнутого травлению германия не обнаруживали изменений. Однако после облучения и травления на репликах наблюдались ясно выраженные области нарушения диаметром от 50 до 100 Å (по предположению, области *p*-типа), окруженные «кратером» диаметром 500—1000 Å. Эти размеры хорошо согласуются с моделью Госсика; число дефектов удовлетворительно соответствует теоретически ожидаемому.

Представляют интерес эксперименты, в которых удалось обнаружить упорядочение, т. е. кристаллизацию аморфного германия в «клиньях смещений». Тонкие пленки метастабильного аморфного германия (100—700 Å), полученные напылением на каменную соль, бомбардировались нейтронами, а также ускоренными ионами ксенона при комнатной температуре. Сравнение электронномикроскопических снимков, сделанных до и после облучения, показало, что в облученной пленке возникают кристаллические зерна.

Средний диаметр зерен, возникающих под действием нейтронов, близок к 200 Å. По мнению авторов, возрастание кинетической энергии атомов в области сильно возбуждения (клин смещения) приводит к рекристаллизации области, в которой развивается каскад смещений.

8. ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Сильная зависимость теплопроводности от концентрации дефектов в кристаллической решетке была обнаружена в облученном нейтронами кварце Берманом [110]. Серьезные исследования влияния радиационных дефектов на теплопроводность проводились лишь на диэлектрических и ионных кристаллах [5].

Однако недавно эти методы были применены и к полупроводникам. Данные о температурной зависимости теплопроводности можно использовать для получения сведений о микроскопической структуре дефектов. Первичные дефекты во многих полупроводниках мигрируют в кристалле, взаимодействуют с примесями и отжигаются даже при пониженных температурах. Поэтому эксперименты с целью изучения первичных дефектов, т. е. облучение образцов и последующие измерения теплопроводности, необходимо проводить при низких температурах.

Такие измерения были проведены Вуком для GaAs и InSb [111]. Автор обнаружил, что добавочное тепловое сопротивление кристаллов GaAs (размерность см·град·вт⁻¹) линейно растет с увеличением потока электронов с энергией 2 Мэв при 70° К. Линейное возрастание теплового сопротивления, сопровождаемое линейным расширением образцов GaAs, согласуется с теоретическим анализом рассеяния фононов в напряженных кристаллах [112]. Около 70% дополнительного теплового сопротивления исчезает при отжиге при температурах до 325° К. Это хорошо согласуется с наблюдениями Пирсона и др., согласно которым в подвергнутом закалке образце GaAs около 65% возникающих вакансий отжигается за 24 ч при комнатной температуре. Температурная зависимость теплопроводности, по мнению Вука, указывает на то, что при температурах до 325° К имеет место отжиг точечных дефектов, в то время как в области температур между 325 и 575° К происходит ассоциация дефектов или их осаждение. В связи с этими результатами следует считать не подтвердившимся предположение Окермана [113] о том, что отжиг облученного GaAs при 500° К связан с аннигиляцией пар Френкеля.

В случае InSb дополнительное тепловое сопротивление растет с увеличением потока электронов медленнее, чем поток электронов.

Эффект уменьшения теплопроводности при электронном облучении образцов InSb выражен значительно сильнее, чем в GaAs [94]. До настоящего времени теоретическая интерпретация этого эффекта сталкивается с большими трудностями.

Большая чувствительность метода измерения теплопроводности позволила обнаружить в InSb возникновение дефектов при облучении электронами небольших энергий и рентгеновскими лучами, когда механизм ударного смещения атомов при рассеянии электронов, по-видимому, не может быть эффективным [114]. Это обстоятельство позволяет утверждать, что помимо ударного процесса возникновения дефектов важную роль при малых энергиях играют иные механизмы, в частности, связанные с ионизацией, т. е. изменением зарядового состояния, и одновременно с этим устойчивости состояния атома (иона) в узле решетки.

В работах [115, 116] получены сведения об изменении теплопроводности германия и кремния после нейтронного облучения в реакторе при низких температурах и комнатной температуре. Анализ температурных зависимостей теплопроводности указывает на возникновение как точечных дефектов, так и скоплений.

Анализ изменений линейных размеров (длины) облученных полупроводников в комбинации с рентгеноструктурными исследованиями позволяет обнаруживать различие между возникновением изолированных точечных дефектов, скоплений дефектов или областей локального плавления.

В германии и кремнии напряжения, связанные с точечными дефектами, сравнительно малы, в то время как в полупроводниках с частично ионной связью, например в соединениях типа $A_{III}B_V$, напряжения оказываются значительными за счет взаимодействия ионов.

В скоплениях радиационных дефектов в германии имеет место сложение напряжений, приводящее к относительному росту напряжений в кристалле. В кремнии этот эффект выражен слабо, что согласуется с данными, полученными методами исследования фотопроводимости, приведенными выше.

Электронномикроскопические методы и измерения теплопроводности оказываются полезным дополнительным средством выяснения структуры радиационных нарушений и их устойчивости.

9. РАДИАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Воздействие излучений на полупроводники во многих случаях может быть использовано для сознательного управления их электрическими и другими свойствами. В настоящее время интенсивно ведется работа по использованию метода ионного внедрения для легирования таких полупроводников, как кремний и германий, с практическими целями. Одновременно с этим развивается теория и экспериментальное изучение аномального проникновения заряженных частиц в кристаллы, обусловленного фокусировкой этих частиц внутри «каналов» вдоль определенных направлений в кристаллах. Выяснено, что радиационное воздействие может существенно ускорять диффузию примесей, уже находящихся внутри кристалла. Наконец, во многих случаях действия радиации (особенно при облучении нейтронами) в кристаллах полупроводников возникают примесные атомы в результате ядерных реакций (трансмутационное легирование). Указанные вопросы будут кратко рассмотрены ниже.

Число опубликованных работ в перечисленных областях быстро растет; тем не менее большая часть их, особенно по ионному легированию, носит несколько эмпирический характер. Не претендуя на полноту библиографии, мы стремимся обсудить лишь наиболее важные с принципиальной или практической точки зрения результаты.

Внедрение примесей путем ионной бомбардировки (ионно-лучевой метод). Возможности управления свойствами полупроводника внедрением примесей путем бомбардировки ускоренными ионами обсуждались М. М. Бредовым, Н. М. Окуневой, В. Л. Лепилиным и А. Б. Нуромским [117] в 1957—1961 гг. Эта группа советских физиков провела некоторые принципиально важные оценки, а также выполнила эксперименты, показавшие, что донорные примесные атомы (Li), внедренные в полупроводник р-типа (Si), способны привести к изменению знака электропроводности. В более ранних работах, например в работе Р. Оля [118], ионная бомбардировка использовалась в качестве своеобразного метода «травления», причем условия ионной обработки, в том числе вид ионов (обычно He^+ , N^+ , Ar^+ и т. д.), подбирались эмпирически. Как известно, метод ионного травления или очистки поверхности представляет значительный практический

интерес, однако он выходит за рамки рассматриваемых нами вопросов.

Средние пробеги ионов некоторых интересных с практической точки зрения примесей (Р; В) можно в первом приближении оценить по обычным формулам теории ионизационных потерь [119]. В ряде работ, целью которых было осуществление легирования таких полупроводников, как кремний, для получения $p-n$ -переходов вблизи поверхности кристалла такого рода оценки являются достаточными.

В качестве важного примера практического применения ионного внедрения можно указать создание этим методом кремниевых фотопреобразователей (элементов солнечных батарей) В. М. Гусевым и его сотрудниками [120], использовавшими ионно-лучевую установку с ускоряющим напряжением около 30 кэв, ионным источником с дуговым разрядом и магнитным сепаратором.

Согласно приближенной оценке, глубина залегания $p-n$ -перехода в кремнии после внедрения ионов фосфора составляла несколько десятых микрометра. Анализ спектральных характеристик кремниевых фотоэлементов, проведенный авторами, показал, что, как и следовало ожидать, свойства материала в глубине кристалла, под $p-n$ -переходом, практически не меняются, т. е. в отличие от методов, связанных с высокотемпературной обработкой, удается сохранить в объеме кристалла большое время жизни неравновесных носителей.

Одной из важных проблем, с которой приходится неизменно иметь дело, осуществляя ионно-лучевое легирование, является неизбежное возникновение радиационных дефектов, часть которых стабилизируется и влияет на свойства полупроводника.

Согласно данным, полученным авторами [121], внедрение ионов фосфора в кремний при комнатной температуре и даже в области температур до 500° С сопровождается возникновением дефектов, имеющих глубокие уровни захвата носителей в запрещенной полосе и вызывающих возрастание удельного сопротивления. По-видимому, вследствие экранирования части внедренных примесных атомов в пределах участков высокого сопротивления лишь часть этих атомов в облученном кремнии, не подвергнутом отжигу, оставалась электрически активной. Отжиг при температурах 500—600° С существенно снижал сопротивление образцов кремния, легированного боль-

шими дозами, и позволял получать $p-n$ -переходы при меньших дозах. Это естественно объяснить отжигом радиационных дефектов и переходом внедренных, но неактивных атомов фосфора, в электрически активное (донорное) состояние.

Следует заметить, что, по надежным данным, полученным методом косого шлифа, $p-n$ -переходы после отжига оказывались на глубине 0,75—1,1 мкм, т. е. в 15—20 раз глубже, чем средняя глубина проникновения ионов фосфора с энергией 30 кэв. Авторы предполагают, что при прогреве образцов, легированных путем ионного внедрения, одновременно с отжигом идет диффузия внедренных атомов. Большая скорость диффузии заставляет полагать, что перемещение атомов примеси ускоряется присутствием вакансий, обусловленным воздействием ионного пучка. Подобные эффекты подробно изучались во Франции Барюшем и Пфистером [122].

Фербер, исследовавший последствия внедрения в кремний ионов H^+ , N^+ , O^{2+} , Ne^+ и He^+ , также наблюдал возрастание удельного сопротивления, которое объяснялось им возникновением глубоких донорных состояний [123]. Согласно теориям возникновения радиационных нарушений, в конце пробега ионов должны неизменно возникать скопления точечных дефектов, причем полное их число, по крайней мере в начальный момент, во много раз превышает число внедренных ионов. По данным П. В. Павлова и др. [124], на поверхности полупроводников (Si и Ge) начиная с некоторой критической дозы ионного облучения возникает разрушенный слой, толщина которого растет с дозой. Авторы считают этот слой аморфным. В работах английских авторов [125] также наблюдалось возникновение подобных слоев.

В докладе советских авторов (П. В. Павлов и др.) на Международном симпозиуме по действию радиации на полупроводники [126] приведены весьма интересные данные о распределении электрически активных атомов бора в кремнии при различных ориентациях ионного пучка относительно кристаллографических осей. Путем расчетов, подтвержденных экспериментом, установлено, что «центры тяжести» и максимум концентрации распределения дефектов сдвинуты к поверхности внедрением ионов по отношению к соответствующим распределениям примесных атомов. В этой же работе сообщается о том, что энергии активации примесных центров бора даже

после отжига оказываются больше, чем для бора, введенного при выращивании монокристаллов. В то же время для фосфора получены обычные значения.

На рис. 33 приведены вычисленные и экспериментально определенные распределения внедренных ионно-лучевым методом атомов бора в монокристаллическом кремнии при бомбардировке различных кристаллографических осей.

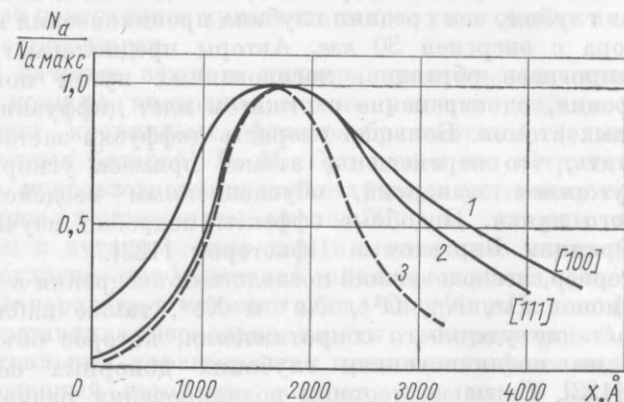


Рис. 33. Экспериментально определенное распределение атомов бора, внедренных в решетку кремния, по глубине (x) от поверхности. Энергия ионов 40 кэв; ионный луч направлен вдоль оси [100] (1) или [111] (2) (3 — расчетная кривая) [126].

В некоторых случаях ионное внедрение может представить особенно привлекательную возможность введения примесей, например при поисковых работах. Известно, что создание полупроводниковых алмазов связано с необходимостью введения примесей при высокой температуре и одновременно высоком давлении. Однако, используя ионное легирование, группа советских авторов [127] удалось получить в естественных алмазах электропроводность как электронного типа (примесь Li), так и дырочную (примесь В).

В заключение приведем типичные данные современной ионно-лучевой установки, используемой для внедрения примесей в кристаллы в Центре ядерных исследований Харуэлле (Англия) [128]. В 1967 г. в соответствии с развитием работ в этом направлении максимальная энергия ионов была увеличена до 400 кэв. При токе пучка

10 мка — 1 ма (в зависимости от вида используемых ионов, в том числе P, B, N, Cl, Ta, W) достигнуты параметры, приведенные в табл. 3.

Таблица 3

Рабочий режим современной ионно-лучевой установки [127]

Рабочий режим	Нормальный режим работы			Работа с послеускорением на коллекторе		
	Заряд иона			Заряд иона		
	1+	2+	3+	1+	2+	3+
Максимальная энергия, <i>кэв</i>	45	90	135	145	290	435
Ток, <i>мка</i>	1000	50	1	100	50	1
Средний поток ионов, $10^4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$	60	3	0,06	6	3	0,06
Скорость легирования, $\text{ион} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$ (при толщине 1 <i>мкм</i>)	$6 \cdot 10^{19}$	$3 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{16}$	$6 \cdot 10^{18}$	$3 \cdot 10^{18}$	$6 \cdot 10^{16}$
Площадь пучка на приемнике	Прямоугольник $4 \times 4 \text{ см}$			Круг диаметром 2 см, ограниченный отверстием в электростатической линзе		
Угловое разрешение	$\pm 1^\circ$ при обычном внедрении ионов, для небольших кристаллов (около 1 см^2) пучок может быть коллимирован с точностью до $0,1^\circ$, например для опытов по наблюдению аномального прохождения					

Метод ионного легирования полупроводников представляется крайне перспективным для решения некоторых задач полупроводниковой электроники, в частности для создания интегральных схем. Известно также, что и в других случаях, когда необходимо создать переход от одного вещества к другому, имеющий высокую прочность и устойчивость (например, при зеркальных покрытиях), ионное внедрение дает непревзойденные возможности.

Выше рассматривались работы, в которых в основном изучалось обычное (не зависящее от взаимной ориентации осей кристалла и направления падения иона) проникновение ионов в полупроводники. В последнее время, начиная с 1963 г., были обнаружены важные явления аномального

проникновения ионов, которые и будут рассмотрены далее.

Аномальное прохождение заряженных частиц по «каналам» в кристаллах. Теоретический анализ движения в кристаллах тяжелых ионов с энергиями порядка десятков килоэлектрон-вольт (в отличие от сильно рассеиваемых электронов) показывает, что вследствие периодической структуры должен иметь место эффект фокусировки, напоминающий «жесткую» фокусировку в некоторых типах ускорителей. Это явление, получившее название channeling (каналирование), приводит к зависимости свободного пробега и ионизационных потерь от взаимной

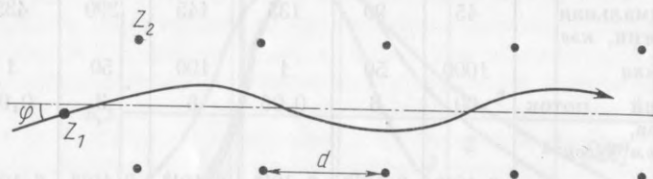


Рис. 34. Прохождение заряженной частицы по естественному «каналу» в кристаллической решетке.

ориентации направления, проходящего сквозь кристалл ускоренного иона и осей кристаллической решетки* [129—131].

Если частица входит в «канал», ограниченный цепочками регулярно расположенных атомов под достаточно малым углом к оси канала (рис. 34), она будет двигаться, не удаляясь значительно от оси канала и совершая периодические колебания относительно этой оси [132]. Фокусировка осуществляется вследствие взаимодействия электрических полей движущегося иона и атомов, составляющих кристаллическую решетку. Длина волны де Бройля для тяжелых ионов достаточно мала по сравнению с постоянной решетки a , и при анализе основных особенностей аномального прохождения частиц удается использовать классические представления. Для идеальной жесткой решетки из одинаковых атомов с зарядом ядер Z_2q максимальный угол $\varphi_{\text{макс}}$, при котором частица проходит по каналу, будет

$$\varphi_{\text{макс}} \simeq 1,5 \sqrt{\frac{b}{d}},$$

* Штарк, высказавший в 1912 г. предположение о возможности такого эффекта, полагал, что он будет обнаружен при прохождении электронов сквозь кристаллы.

где $b = q^2 Z_1 Z_2 / E$; $Z_1 q$ — заряд движущейся частицы; E — ее кинетическая энергия [133] и d — расстояние между атомами в цепочке.

Пучок проходящих сквозь кристалл частиц разделяется на два потока: частицы, входящие в кристалл под углами $\varphi > \varphi_{\text{макс}}$, претерпевают обычное многократное рассеяние; частицы, падающие под углами $\varphi < \varphi_{\text{макс}}$ к оси каналов, продолжают свое движение, не приближаясь к цепочкам атомов. Рассеяние для этих частиц в значительной мере определяется тепловыми колебаниями и несовершенством решетки. Разумеется, и для параллельного пучка, направленного строго вдоль канала, небольшая часть частиц, рассеиваемых в очень близких столкновениях с атомами решетки, будет выведена из пучка. Если обозначить радиус экранирования Томаса — Ферми через $a' = 0,885 a_0 Z_2^{-1/2}$, где a_0 — радиус 1-й боровской орбиты для атома водорода, то доля рассеиваемых в идеальном случае частиц будет

$$\chi_{\text{мин}} \simeq \pi a'^2 N d,$$

где N — число атомов в единице объема*.

Как уже было указано, в отличие от случайно направленных частиц, характеризующихся обычными средними ионизационными потерями энергии, частицы, захваченные в каналы, будут терять относительно меньше энергии.

Частицы, захваченные в канал, должны иметь аномально большие пробеги вследствие того, что плотность распределения атомных электронов вблизи оси канала значительно ниже среднего значения и взаимодействие поля движущейся частицы с этими электронами ослабляется.

Помимо этого, наиболее существенного в связи с вопросами ионного легирования, эффекта наблюдаются и другие интересные особенности, обусловленные аномальным прохождением частиц [134]. В частности, в зависимости от характера траектории резко меняется выход ядерных реакций, которые могут происходить при взаимодействии частицы (например, протона) и ядер вещества кристалла [135].

Аномальное прохождение протонов по каналам в монокристаллах кремния наблюдали Дирнли [136] и Эйзен [137].

* Оценка справедлива при условии $Z_1 \ll Z_2$.

Энергия протонов в опытах Эйзена менялась от 60 до 400 кэв. При толщине образца 2 мкм около 0,001% падавших на поверхность протонов с энергией 60 кэв проходило сквозь кристалл. При энергии 400 кэв протоны проходили сквозь образец и в отсутствие каналов, т. е. при произвольной ориентации. Возрастание протонного тока при оптимальной ориентации падавшего пучка вдоль оси [100] составляло 0,6 полного тока падавших на образец протонов. В работе исследовалась зависимость интенсивности проходящего насквозь пучка от ориентации кристалла относительно направления падения протонов. При энергии протонов 400 кэв ширина канала, соответствовавшая половине максимальной интенсивности, составляла 1,6°. Угловая ширина канала возрастала приблизительно пропорционально обратной величине квадратного корня энергии протонов в соответствии с теорией Линдхарда [133].

Очевидно, что «эффект каналов» может влиять на распределение радиационных нарушений в кристалле. В случае захвата частиц в канал вероятность рассеяния последних под большими углами и, следовательно, возникновения дефектов, резко уменьшается.

В предыдущем разделе упоминалось об образовании аморфных слоев на кремнии и германии при их ионной бомбардировке. Иногда эти аморфные слои бывают видны благодаря изменению коэффициента оптического отражения [138]. То, что видимый слой имеет аморфную структуру, подтверждается его исчезновением при той же температуре (670° С), при которой восстанавливается картина электронной дифракции. Возникновение видимого слоя — следствие накопления большого числа радиационных дефектов. Авторы работы [138] обнаружили, что при бомбардировке кремния коллимированным пучком ионов неона (с энергией 40 кэв) при углах падения, соответствующих захвату ионов в каналы, аморфный слой вовсе не образуется.

Важные для практических целей наблюдения были сделаны Моком и др. [139], применившими кремниевые поверхностно-барьерные детекторы для регистрации импульсов от ионов брома и иода высокой энергии. В обычных условиях (случайное направление падающих ионов) имеет место потеря энергии на ядерные столкновения, не приводящие к ионизации. Однако если ионы направлены вдоль осей с малыми значениями индексов кристал-

лической решетки, импульсы ионизации достигают максимального значения. По мнению Дирнли [125], это обусловлено тем, что потери энергии на рассеяние в этом случае отсутствуют. Не исключена возможность, что помимо этой причины благодаря резкому увеличению пробега и уменьшению удельных потерь энергии иона dE/dx , при движении вдоль канала резко снижаются рекомбинационные потери в плазме внутри «ионизационной колонки».

Срок службы полупроводниковых детекторов невелик при регистрации тяжелых ионов из-за накопления дефектов. Он может быть во много раз увеличен при условии использования эффекта каналов.

В некоторых экспериментальных исследованиях, выполненных на монокристаллах вольфрама [140] и кремния [141], было обнаружено, что небольшая часть примесных атомов проникает внутрь кристалла на очень большую глубину; однако глубина проникновения не зависит от взаимной ориентации ионного пучка и кристалла. Согласно выводам, сделанным авторами работы [142] (см. также [122]), это явление обусловлено стимуляцией примесных центров. Согласно работе [142], большая часть внедренных атомов останавливается в междоузельных положениях, после чего диффундирует по междоузлиям до момента, когда эти атомы встречают вакансии и переходят в узлы решетки.

Введение примесей в результате ядерных реакций (трансмутационное легирование). Химические примеси могут возникать в кристаллах в результате ядерных реакций. Особенно важным с принципиальной и практической точек зрения представляется случай воздействия нейтронов, когда имеет место объемный эффект*. Большая чистота исходных монокристаллов некоторых полупроводников (Ge, Si) и весьма надежные сведения о вероятности (поперечных сечениях) ядерных реакций с отдельными изотопами (например, в случае Ge) позволили уже сравнительно давно авторам работы [72] провести опыты, имевшие большое принципиальное значение для выяснения характера локальных электронных состояний введенных примесных центров. Для того чтобы выделить

* В полупроводниках, содержащих компоненты с очень большими сечениями захвата (Cd), и в случае нейтронного облучения наблюдается неравномерное распределение введенных примесей и дефектов.

Таблица 4

Ядерные реакции в германии

Изотоп	Содержание, %	Ядерные реакции			
А. Основные реакции с дейтронами и медленными нейтронами					
Ge ⁷⁰ Ge ⁷² Ge ⁷³ Ge ⁷⁴ Ge ⁷⁶	21,2	Ge ⁷¹ $\xrightarrow{11,4 \text{ суток}}$ Ga ⁷¹	As ⁷¹ $\xrightarrow{50 \text{ ч}}$ Ge ⁷¹	Ge ⁷¹ $\xrightarrow{11,4 \text{ суток}}$ Ga ⁷¹	(d, n)
	27,3	Ge ⁷³	As ⁷³ $\xrightarrow{76 \text{ суток}}$ Ge ⁷³	Ge ⁷³	
	7,9	Ge ⁷⁴	As ⁷⁴ $\xrightarrow{17,5 \text{ суток}}$ {	Ge ⁷⁴ Se ⁷⁴	
	37,1	Ge ⁷⁵ $\xrightarrow{82 \text{ мин}}$	As ⁷⁵		
	6,5	Ge ⁷⁷ $\xrightarrow{12 \text{ ч } 50 \text{ сек}}$	As ⁷⁷ $\xrightarrow{40 \text{ ч}}$ Se ⁷⁷	Se ⁷⁷ $\xrightarrow{4,0 \text{ ч}}$ Se ⁷⁷	
Б. Основные реакции с быстрыми нейтронами					
Ge ⁷⁰ Ge ⁷² Ge ⁷³ Ge ⁷⁴ Ge ⁷⁶	21,2	Ga ⁷⁰ $\xrightarrow{20 \text{ мин}}$ Ge ⁷⁰	Ge ⁶⁹ $\xrightarrow{40 \text{ ч}}$ Ga ⁶⁹	Zn ⁶⁷	(n, α)
	27,3	Ga ⁷² $\xrightarrow{14 \text{ ч}}$ Ge ⁷²	Ge ⁷¹ $\xrightarrow{11,4 \text{ суток}}$ Ga ⁷¹	Zn ⁶⁹ $\xrightarrow{15 \text{ ч}}$ Ga ⁶⁹	
	7,9	Ga ⁷³ $\xrightarrow{5 \text{ ч}}$ Ge ⁷³	Ge ⁷²	Zn ⁷⁰	
	31,7	Ga ⁷⁴	Ge ⁷³	Zn ⁷¹ $\xrightarrow{3 \text{ мин}}$ Ga ⁷¹	
	6,5	Ga ⁷⁶ $\xrightarrow{\quad}$ Ge ⁷⁶	Ge ⁷⁵ $\xrightarrow{82 \text{ мин}}$ As ⁷⁵	Zn ⁷³ $\xrightarrow{2 \text{ мин}}$ Ga ⁷³	5 ч $\xrightarrow{\quad}$ Ge ⁷³

остаточные эффекты, связанные с возникшими вновь химическими примесями, монокристаллы германия, облученные медленными нейтронами, после удаления из реактора подвергали длительному отжигу (в течение 24 ч) при 450° С, после которого дальнейших изменений электропроводности не наблюдалось. В результате отжига в первую очередь происходило восстановление радиационных дефектов, возникавших под действием фона γ -излучения.

В табл. 4, заимствованной из работы [72], перечислены наиболее важные типы ядерных реакций с отдельными изотопами германия *. В табл. 5 приведены поперечные

Таблица 5

Поперечные сечения захвата медленных нейтронов изотопами германия

Изотоп	Содержание, %	Поперечное сечение захвата, барн		Стабильный элемент
		для изотопа	для атома	
Ge ⁷⁰	21,2	3,25	0,69	Ga
Ge ⁷²	27,3	0,94	0,26	Ge
Ge ⁷³	7,9	13,69	1,08	Ge
Ge ⁷⁴	37,1	0,60	0,22	As
Ge ⁷⁶	6,5	0,35	0,02	Se

сечения захвата медленных нейтронов отдельными изотопами Ge. Из нее видно, что в результате ядерных превращений в облученном медленными нейтронами германии возникают атомы галлия (акцепторы) и мышьяка (доноры), причем имеется возможность вычислить их концентрации по простой формуле:

$$N_i = \Phi \sigma N_{\text{Ge}} P_i,$$

где Φ — интегральный поток нейтронов; σ — поперечное сечение захвата; N_{Ge} — число атомов германия в 1 см³, P_i — содержание изотопа.

Сравнив вычисленные данные о числе новых примесных центров с данными об эффекте Холла и электропроводности, авторы получили хорошее совпадение.

* В работе [72] имеются также данные о реакциях с α -частицами.

Впоследствии аналогичная методика была использована Н. П. Кекелидзе [143] для проверки способа раздельного определения концентраций донорных и акцепторных центров в Ge по данным об эффекте Холла при низких температурах. Явление ядерного легирования следует тщательно учитывать в случаях, когда полупроводниковые приборы используются в условиях повышенной интенсивности радиации. Имели место попытки практического использования ядерного легирования кремния атомами одного из изотопов фосфора [144] для компенсации остаточной концентрации бора (акцептор), возникающей под действием нейтронов при создании кремниевых детекторов с большим рабочим объемом.

К сожалению, большие флуктуации в распределении остаточного бора приводили к росту относительной неоднородности с увеличением потока облучения, и метод ядерного легирования оказался менее совершенным, чем метод дрейфа ионов донорной примеси (Li) в электрическом поле, выравнивающий электрические свойства кремния [10].

Авторы работ [145, 146] обратили внимание на то, что отдача ядер, захвативших нейтроны, при испускании этими ядрами γ -квантов может сопровождаться возникновением значительного числа радиационных дефектов. В частности, при облучении кремния в реакторах число дефектов, возникающих вследствие отдачи, согласно работе [146], сравнимо с числом дефектов, возникающих при рассеянии быстрых нейтронов. Энергия отдачи ядер выражается как

$$E_A = \frac{537}{A} (hv)^2 \text{ эв,}$$

где hv — энергия испускаемого ядром γ -кванта, Мэв; A — атомный вес ядра. Для подсчета числа дефектов необходимо иметь достаточно полные данные о системе энергетических переходов возбужденных ядер, которые имеются, например, в работе [147].

Одним из широко используемых в технике полупроводниковых материалов, эффективно легируемых воздействием медленных нейтронов, является антимонид индия InSb. Индий имеет большое эффективное сечение активации медленными нейтронами (140 барн). Изотоп In^{115} , составляющий 95,7% естественной смеси, в результате ядерной реакции (n, γ) превращается в стабильный

изотоп олова Sn^{116} , атомы которого, расположенные в узлах решетки, являются донорными центрами.

Сурьма в результате реакции (n, γ) также претерпевает превращение (в теллур), но эффективное сечение этой реакции очень мало (0,013 барн), и основную роль играют превращения атомов индия. В работе Л. К. Водопьянова и Н. И. Курдиани [148] исследовалось влияние ядерного легирования на оптические и электрические свойства InSb. Авторам удалось проследить за эффектом заполнения зоны проводимости носителями, сказывающемся в сдвиге края основной полосы оптического поглощения в сторону коротких длин волн (эффект Бурштейна). В других случаях, когда облучению подвергался предварительно легированный акцепторной примесью InSb, удавалось, вводя ядерным легированием олово (доноры) и точно компенсируя концентрацию исходных акцепторов, проследить за изменением зонной структуры, предсказываемым теорией сильно легированных полупроводников [149, 150].

Глава III

ИОНИЗАЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ТОРМОЖЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ПОГЛОЩЕНИИ И РАССЕЯНИИ γ -КВАНТОВ

Вопрос о возникновении неравновесных носителей (электронов и дырок) в полупроводниках и диэлектриках под действием заряженных частиц и γ -квантов высокой энергии приобрел серьезное значение в связи с возможностями преобразования энергии частиц и γ -квантов в световую или электрическую энергию, а также с применением полупроводников для обнаружения и определения вида излучения, энергии заряженных частиц или γ -квантов и дозиметрии.

Рассмотрим физические явления, в результате которых энергия «жесткого» излучения преобразуется в энергию неравновесных носителей и энергию теплового возбуждения, т. е. колебания атомов кристаллической решетки.

1. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ НА ИОНИЗАЦИЮ

Потери энергии заряженными частицами. Любые заряженные частицы: электроны, позитроны, α -частицы, протоны, мезоны и т. д., движущиеся сквозь вещество, постепенно теряют свою кинетическую энергию; этот процесс потери энергии называется торможением частиц. Основная часть потерь энергии обусловлена взаимодействием электрического поля заряда частицы с электронами атомов вещества. Энергия возбужденного электрона может принимать произвольные значения, если электрон оказывается вне атома, или определенные (дискретные) значения, если электрон не освобождается, а лишь переходит в возбужденное состояние.

В связи с тем, что торможение заряженных частиц в газах сопровождается ионизацией, т. е. возникновением

свободных электронов и положительных ионов, потери энергии принято называть ионизационными. Торможение быстрых заряженных частиц в конденсированных средах, т. е. жидкостях и твердых телах, также обусловлено главным образом передачей энергии электронам атомов вещества. По аналогии с явлением ионизации в газах и в случае торможения частиц в твердых телах или жидкостях вводят понятие «внутренней ионизации». В полупроводниках или диэлектриках, которые также можно рассматривать как полупроводники с широкой запрещенной полосой, внутренняя ионизация соответствует переходу валентных электронов в зону проводимости*. Таким образом, в этом случае возникшие избыточные носители и дырки «свободны» лишь в пределах кристалла, если не считать малого числа электронов, освобождаемых вблизи поверхности, которые могут преодолеть потенциальный барьер и покинуть кристалл.

Вопрос о величине ионизационных потерь энергии заряженными частицами представляет одну из фундаментальных проблем ядерной физики. Зависимости значений «удельных потерь энергии» E , определяемых величиной $-dE/dx$ (x — координата частицы на ее траектории), от заряда и скорости частицы и параметров тормозящего вещества подвергнуты тщательному теоретическому анализу [9, 151]. Экспериментальному исследованию торможения частиц посвящено несколько сот работ, итоги которых обобщены, например в работе [9]. Обзор указанных явлений имеется также в книге Дирнли и Нортропа [10]. Мы ограничимся кратким изложением основных представлений о потерях энергии заряженными частицами и квантами рентгеновского и γ -излучения, сосредоточив внимание на последствиях передачи энергии электронам в полупроводниках. Необходимо заметить, что главная цель упомянутых исследований состояла в том, чтобы возможно подробнее выяснить поведение частицы; последствиям ее прохождения в веществе до последнего времени уделялось меньшее внимание.

Для того чтобы дать возможно более наглядную модель взаимодействия быстрой заряженной частицы

* Ионизация примесных центров, сильно влияющая на равновесную электропроводность полупроводников и весьма существенная в случае внутреннего фотоэффекта и явлений электрического пробоя, играет незначительную роль в ионизационных потерях энергии быстрых заряженных частиц.

с электронами вещества, приведем классический расчет, проделанный Н. Бором без применения методов квантовой механики.

Пусть электрон, имеющий массу m , расположен на расстоянии b от траектории частицы, имеющей массу M , заряд Zq и скорость v . Предположим, что электрон свободен и во время взаимодействия с частицей движется настолько медленно, что при расчете электрического поля заряда частицы, действующего на электрон, можно пренебречь его смещением. Для того чтобы вычислить энергию, приобретаемую электроном, определим импульс, который сообщает ему частица. За время взаимодействия направление электростатической силы меняется. Если масса частицы много больше массы электрона, направление ее движения и кинетическая энергия мало изменяются в результате одного взаимодействия с электроном. Поэтому вследствие симметрии составляющая полного импульса электрона в направлении траектории частицы равна нулю, так как каждому положению частицы левее точки A (рис. 35), при котором импульс меняется в одном направлении, соответствует симметричное положение частицы справа от A , вызывающее равное по величине и противоположное по направлению изменение составляющей импульса, параллельной траектории частицы.

Составляющая импульса электрона, перпендикулярная к траектории частицы, будет

$$P_{\perp} = \int F_{\perp} dt. \quad (76)$$

По порядку величины значение $P_{\perp}$ должно определяться произведением времени взаимодействия на электростатическую силу, т. е.

$$P_{\perp} \simeq \frac{Zq^2}{b^2} \cdot \frac{b}{v}. \quad (77)$$

Более точный подсчет показывает, что импульс $P = P_{\perp}$, приобретаемый электроном, в два раза больше, т. е. $P = 2Zq^2/bv$, и, следовательно, кинетическая энергия, ΔE равна

$$\Delta E = \frac{P^2}{2m} = 2 \frac{Z^2 q^4}{mv^2 b^2}. \quad (78)$$

На единице пути частица взаимодействует с большим числом электронов, которым соответствуют разные значения параметра b и, следовательно, разные порции отда-

ваемой энергии ΔE . В цилиндрическом слое единичной длины, ограниченном значениями b и $(b + db)$, находится $2\pi N b \cdot db$ электронов, где N — полное число электронов в 1 см^3 вещества. Удельные потери энергии частицы за счет возбуждения электронов на единице пути можно подсчитать, суммируя потери, соответствующие всем

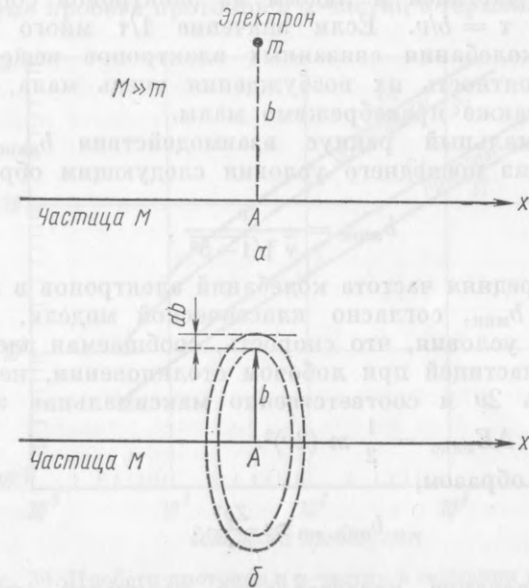


Рис. 35. К задаче о передаче энергии движущейся заряженной частицей электрону (классическое приближение).

слоям, подобным изображенному на рис. 35, b при радиусах взаимодействия, лежащих между предельными значениями $b_{\text{макс}}$ и $b_{\text{мин}}$, которые далее будут определены из дополнительных соображений. Таким образом,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 q^4 N}{mv^2} \ln \frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1}. \quad (79)$$

Если скорость частицы v сравнима со скоростью света в пустоте c , электрическое поле частицы «сокращается» в направлении движения, и нормальная к траектории x составляющая поля возрастает в $1/\sqrt{1 - \beta^2}$ раз, где $\beta = v/c$. Продолжительность действия силы на электрон t

оказывается в этом случае равной

$$\tau = \frac{b}{v} \sqrt{1 - \beta^2}. \quad (80)$$

Таким образом, полный импульс и энергия, передаваемые электрону, не изменяются. Время взаимодействия τ между частицей и любым из электронов составляет примерно $\tau = b/v$. Если значение $1/\tau$ много меньше частоты колебания связанных электронов вещества $\bar{\nu}$, т. е. вероятность их возбуждения очень мала, потери энергии также пренебрежимо малы.

Максимальный радиус взаимодействия $b_{\text{макс}}$ определяется из последнего условия следующим образом:

$$b_{\text{макс}} = \frac{v}{\bar{\nu} \sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (81)$$

где $\bar{\nu}$ — средняя частота колебаний электронов в атомах. Значение $b_{\text{мин}}$, согласно классической модели, определяется из условия, что скорость, сообщаемая электрону тяжелой частицей при лобовом столкновении, не может превышать $2v$ и соответственно максимальная энергия электрона $\Delta E_{\text{макс}} = \frac{1}{2} m (2v)^2$.

Таким образом,

$$b_{\text{мин. кл}} \approx \frac{Zq^2}{mv^2}. \quad (82)$$

Использование представлений квантовой механики [152] приводит к другому значению $b_{\text{мин. кв}}$, которое выражается как

$$b_{\text{мин. кв}} \approx \frac{\hbar \sqrt{1 - \beta^2}}{mv}. \quad (83)$$

Отсюда следует, что если пользоваться величиной средней частоты колебаний связанных электронов $\bar{\nu}$, то

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 q^4 N}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{\hbar \bar{\nu} (1 - \beta^2)} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1}. \quad (84)$$

Обычно вместо величины $\bar{\nu}$ пользуются средним ионизационным потенциалом атомов поглощающего вещества $\bar{I}$; более точный подсчет значения $-\frac{dE}{dx}$ через $\bar{I}$ и другие величины, обозначения которых даны выше, приводит

к выражению

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 q^4 N}{mv^2} \left(\ln \frac{2mv^2}{\bar{I} (1 - \beta^2)} - \beta^2 \right) \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-1}, \quad (85)$$

справедливому для *тяжелых* заряженных частиц.

На рис. 36 приведены вычисленные в работе [10] свободные пробеги протонов и α -частиц в германии и крем-

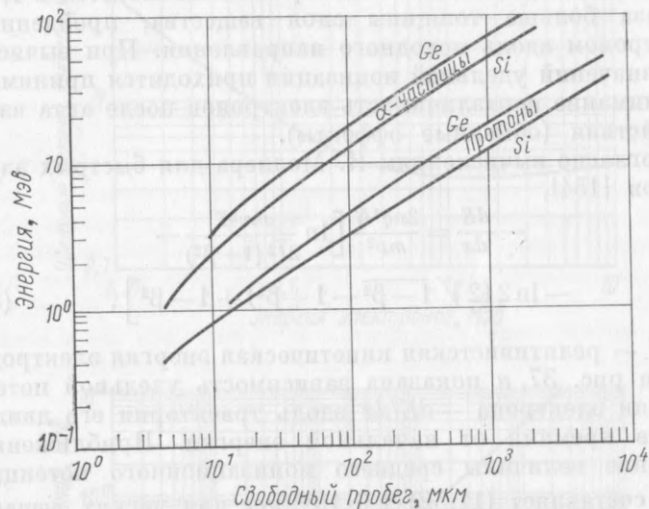


Рис. 36. Пробеги протонов и α -частиц в германии и кремнии, вычисленные авторами работы [10] по данным работы [153].

нии для различных начальных энергий. Вычисление свободного пробега частиц, определяемых формулой

$$R = - \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx},$$

где E_0 — начальная энергия, осложняется происходящим в конце траектории явлением захвата электронов. В области малых энергий правильнее пользоваться экспериментальными данными.

Торможение быстрых электронов в веществе сопровождается, одновременно с ионизационными потерями энергии, их сильным рассеянием. Основную роль в рассеянии электронов играет упругое взаимодействие их

с атомными ядрами, хотя электроны рассеиваются и при столкновениях с атомными электронами. Вследствие малой массы электронов они часто отклоняются на большие углы. Чем меньше энергия электрона, тем больше испытываемое им среднее угловое отклонение от первоначального направления. Траектория электронов вследствие многократного рассеяния извилиста, и, если ее вытянуть в прямую, полная длина этой прямой оказывается в 1,5—4 раза больше толщины слоя вещества, пройденного электроном вдоль исходного направления. При вычислении значений удельной ионизации приходится принимать во внимание неразличимость электронов после акта взаимодействия (обменные эффекты).

Согласно вычислениям К. Моллера для быстрых электронов [154],

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi q^4 N}{mv^2} \left[\ln \frac{mv^2 T}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + 1 - \beta^2 \right], \quad (86)$$

где T — релятивистская кинетическая энергия электрона.

На рис. 37, а показана зависимость удельной потери энергии электрона $-dE/dx$ вдоль траектории его движения в кремнии от начальной энергии. Приближенное значение величины среднего ионизационного потенциала $\bar{I}$ составляет $(11,5Z) \cdot 1,6 \cdot 10^{12}$ эрг для легких веществ ($Z < 15$) и около $(9Z) \cdot 1,6 \cdot 10^{12}$ эрг для более тяжелых веществ. На рис. 37, б дана зависимость пробега электронов в кремнии от их энергии.

Одновременно с ионизационными потерями энергии быстрых заряженных частиц в веществе имеет место затрата части их энергии на тормозное электромагнитное излучение. Это явление наиболее существенно в случае прохождения быстрых электронов. При энергиях, превышающих критическое значение $E_{кр}$, потери на испускание электромагнитного излучения при торможении электронов в электрическом поле ядер атомов вещества превышают ионизационные потери. Согласно Бете и Гайтлеру [155], отношение A потерь на излучение к ионизационным потерям для быстрых электронов с энергией E_0 равно

$$A = \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{изл}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{иониз}} \simeq \frac{E_0 Z}{1600 mc^2}.$$

Критические энергии, соответствующие равенству потерь на ионизацию и тормозное излучение, составляют для германия ($Z = 32$) около 25 Мэв, для кремния ($Z = 14$) примерно 57 Мэв.

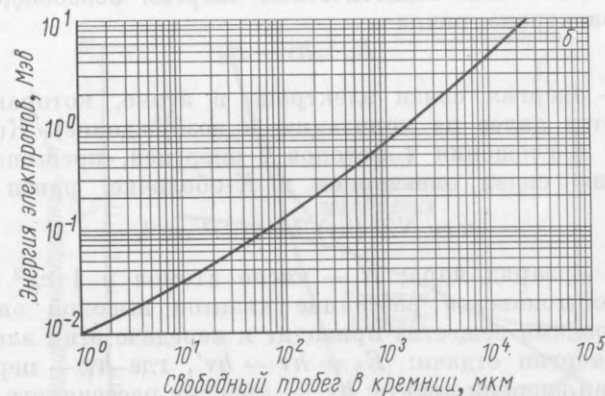
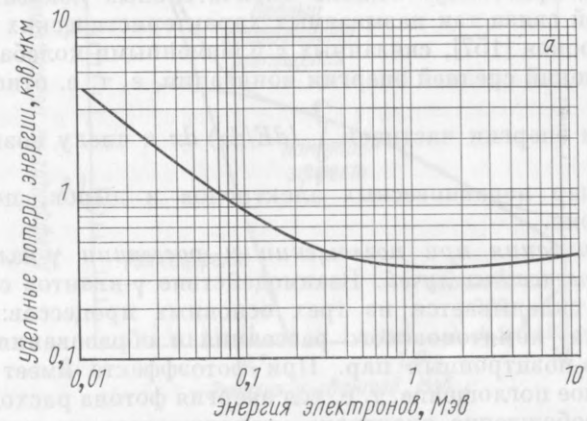


Рис. 37. Удельные потери энергии электроном в кремнии в области энергий 0,01—10 Мэв (а) и свободный пробег электронов в кремнии (б).

Помимо потерь энергии на ионизацию и тормозное излучение возможны и другие процессы передачи энергии быстрых частиц веществу. Так, в случае кристаллов возможно непосредственное возбуждение колебаний кристаллической решетки. Зейтц [156] показал, что соответ-

ствующие потери энергии пренебрежимо малы по сравнению с ионизационными.

Сделаны первые шаги в выяснении роли «плазменных колебаний» в процессе передачи энергии заряженным частиц кристаллу. Однако окончательных доказательств прямой связи так называемых характеристических потерь электронов [157], связанных с плазменными колебаниями, и значений средней энергии ионизации, ε , т. е. отношения

потери энергии частицей $\int_{x_1}^{x_2} (dE/dx) dx$ к числу возникающих пар неравновесных электронов и дырок, пока не получено.

Ионизация при поглощении и рассеянии γ -излучения и рентгеновских лучей. Взаимодействие γ -квантов с веществом складывается из трех основных процессов: фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования электронно-позитронных пар. При фотоэффекте имеет место истинное поглощение, т. е. вся энергия фотона расходуется на освобождение электрона, находящегося на одной из оболочек атома. Кинетическая энергия освобожденного фотоэлектрона равна

$$E_e = h\nu - E_b$$

(E_b — энергия связи электрона в атоме, которая расходуется далее на ионизацию и возбуждение). Коэффициент поглощения τ фотонов с энергией, превышающей энергию связи электронов в K -оболочке, равен

$$\tau \simeq NZ^5 (h\nu)^{-3,5} \cdot 10^{-33} \text{ см}^{-1},$$

где Z — заряд ядра; N — число атомов в 1 см^3 [158].

Комптоновское рассеяние квантов высокой энергии электронами вещества приводит к передаче этим электронам энергии отдачи: $E_\beta = h\nu - h\nu'$, где $h\nu$ — первоначальная энергия кванта; $h\nu'$ — энергия рассеянного кванта, зависящая от угла рассеяния:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{h\nu}{mc^2}}.$$

В последнем выражении не учитывается энергия связи электрона.

Комптоновские электроны могут иметь любую кинетическую энергию вплоть до максимального значения $E_{\beta \text{ макс}}$,

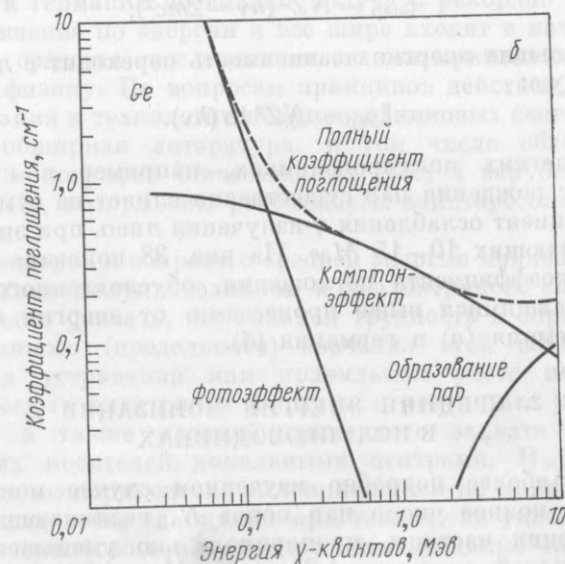
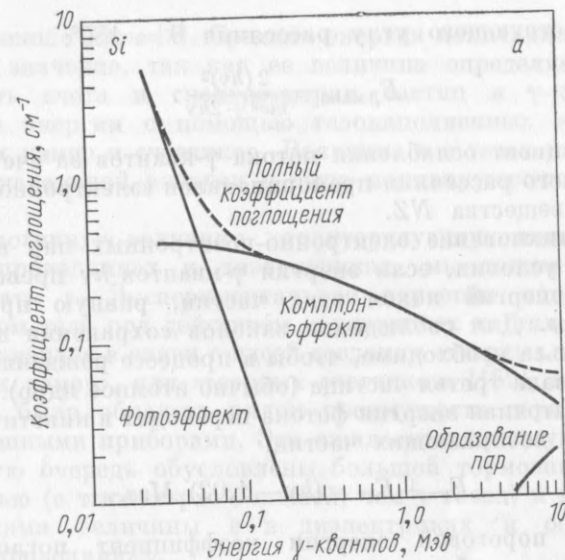


Рис. 38. Поглощение γ -излучения в кремнии (а) и германии (б).

соответствующего углу рассеяния $\theta = 180^\circ$:

$$E_{\beta \text{ макс}} = \frac{2(h\nu)^2}{mc^2 + 2h\nu}.$$

Коэффициент ослабления потока γ -квантов за счет комптоновского рассеяния пропорционален «электронной плотности» вещества NZ .

Возникновение электронно-позитронных пар возможно при условии, если энергия γ -квантов $h\nu$ превосходит сумму энергий покоя этих частиц, равную примерно $1,02 \text{ Мэв}$. Для соблюдения законов сохранения энергии и импульса необходимо, чтобы в процессе рождения пары участвовала третья частица (обычно атомное ядро). Почти вся избыточная энергия фотона переходит в кинетическую энергию возникающих частиц:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = (h\nu - 1,02) \text{ Мэв}.$$

Вблизи пороговой энергии коэффициент поглощения γ -излучения, обусловленного рождением пар, $\xi_{\text{пар}}$, пропорционален энергии квантов:

$$\xi_{\text{пар}} \sim NZ^2 (h\nu - 2mc^2);$$

при больших энергиях зависимость переходит в логарифмическую:

$$\xi_{\text{пар}} \sim NZ^2 \ln(h\nu).$$

В легких полупроводниках, например в кремнии, процесс рождения пар существенно влияет на суммарный коэффициент ослабления γ -излучения лишь при энергиях, превышающих $10\text{--}15 \text{ Мэв}$. На рис. 38 показана зависимость коэффициента поглощения, обусловленного тремя упоминавшимися выше процессами, от энергии квантов для кремния (а) и германия (б).

2. СРЕДНЯЯ ЭНЕРГИЯ ИОНИЗАЦИИ ϵ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В наиболее подробно изученном случае ионизации в газах полное число пар ионов N , возникающих при торможении частицы, пропорционально уменьшению ее кинетической энергии, ΔE , т. е. $N = \Delta E/\epsilon$, где ϵ — средняя энергия ионизации. Величина ϵ в газах значительно превышает потенциал ионизации и составляет

обычно около 30 эв [9]. Средняя энергия ионизации имеет важное значение, так как ее величина определяет возможность счета и спектрометрии частиц и γ -квантов высокой энергии с помощью газонаполненных ионизационных камер и счетчиков. Величина ϵ в газах не зависит от начальной энергии и типа ионизирующего излучения.

Аналогичную величину, характеризующую ионизацию в полупроводниках и диэлектриках, мы также будем обозначать ϵ . Экспериментальное изучение ионизации в твердом теле под действием заряженных частиц проводилось вначале в связи с идеей создания «твердых ионизационных камер», или «твердых счетчиков» [159], которые должны были обладать рядом преимуществ перед газонаполненными приборами. Эти ожидаемые преимущества, в первую очередь обусловлены большой тормозной способностью (в тысячи раз большей, чем у газов) и малыми значениями величины ϵ в диэлектриках и особенно в полупроводниках.

Как хорошо известно, в настоящее время полупроводниковые счетчики на основе совершенных монокристаллов кремния и германия позволяют получать рекордно высокое разрешение по энергии и все шире входят в качестве мощного средства исследования в экспериментальную ядерную физику. По вопросам принципов действия, конструирования и технологии полупроводниковых счетчиков имеется обширная литература, в том числе обзорные статьи и монографии отечественных [160] и зарубежных авторов [10], которые мы рекомендуем заинтересованным читателям.

Возвращаясь к вопросу о средней энергии ионизации ϵ в кристаллах полупроводников и диэлектриков, следует прежде всего указать, что главная трудность в определении истинного (предельного) значения этой величины состоит в устранении или правильном учете потерь неравновесных электронов и дырок в результате рекомбинации, а также явлений временного захвата части возникших носителей локальными центрами. В первоначальных экспериментах, выполнявшихся на природных алмазах и щелочно-галогидных кристаллах, по указанным причинам неизбежно имели место значительные «потери освобожденного заряда». Первые эксперименты, в которых удалось добиться почти полного собирания освобожденных α -частицами неравновесных носителей, были

выполнены Мак-Кеем в 1951 г. [161]. В них были использованы монокристаллы германия с плоскими $p-n$ -переходами, полученными введением примеси в процессе выращивания. Схема опыта изображена на рис. 39.

Если к области n -типа приложить положительный потенциал по отношению к области p -типа, т. е. подать

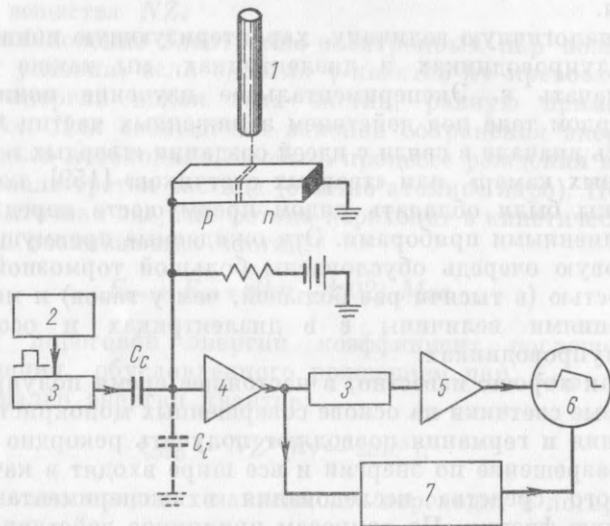


Рис. 39. Схема эксперимента по определению средней энергии ионизации α -частицами в кристаллах полупроводников с $p-n$ -переходами;

1 — источник α -частиц; 2 — генератор; 3 — аттенуатор; 4 — предварительный усилитель; 5 — основной усилитель; 6 — осциллограф; 7 — ждущая развертка.

на $p-n$ -переход обратное смещение, то практически все падение напряжения будет сосредоточено в $p-n$ -переходе. Обедненную носителями область сильного поля можно уподобить изолятору, разделяющему два проводника. Если падающие заряженные частицы тормозятся внутри области сильного поля, то созданные в результате ионизации избыточные электроны и дырки будут двигаться к границам $p-n$ -перехода.

Контрольные опыты с возбуждением с помощью узкого «зондирующего» пучка света, падавшего на кристалл параллельно плоскости $p-n$ -перехода в область сильного поля, показали, что для света в области основной полосы поглощения там, где квантовый выход равен

единице [13], имело место полное собиране носителей, т. е. рекомбинацией освобожденных светом электронов и дырок можно было пренебречь.

Эти контрольные опыты, как и опыты с ионизацией α -частицами, проводились в области «токов насыщения» обратной ветви вольт-амперной характеристики $p-n$ -перехода.

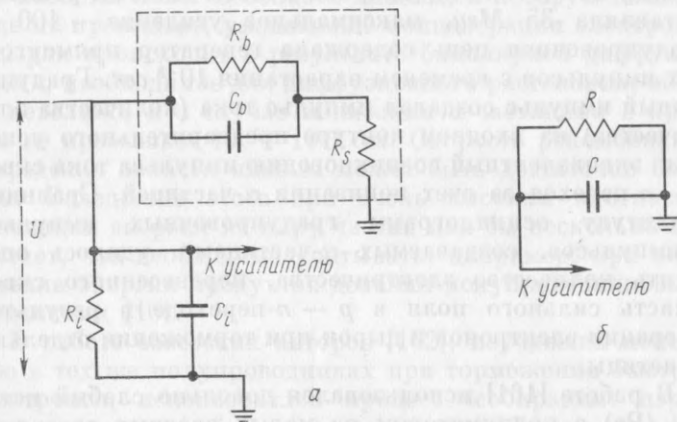


Рис. 40. Эквивалентная схема кристалла с $p-n$ -переходом (а) и входа усилителя (б).

На рис. 40 показана эквивалентная схема кристалла с $p-n$ -переходом и входа усилителя. R_b и C_b представляют собой сопротивление и емкость $p-n$ -перехода, R_i и C_i — составляющие импеданса усилителя и R_s — последовательное сопротивление толщи кристалла и контактов. При приложении к кристаллу с $p-n$ -переходом обратного напряжения $R_b \gg R_s$ и величиной R_s можно пренебречь. Тогда эквивалентная схема превращается в простой параллельный контур RC (см. рис. 40, б), где $C = C_b + C_i$ и $R = \frac{R_b R_i}{R_b + R_i}$. Время прохождения носителей сквозь область сильного поля значительно меньше времени релаксации RC , и результат ионизации α -частицей эквивалентен созданию импульса тока сквозь запирающий слой $p-n$ -перехода с результирующим максимальным изменением напряжения $\Delta U = QC^{-1}$, где Q — эффективный заряд, перенесенный через область сильного поля.

Как видно из рис. 39, напряжение с кристалла подается на вход широкополосного усилителя. Напряжение на образец подается через сопротивление, примерно равное R_b . Выходной сигнал предварительного усилителя отвечает для запуска ждущей развертки осциллографа. Атенюатор между предварительным и основным усилителями содержал линию задержки (коаксиальный кабель) на 0,17 $\mu\text{сек}$. Ширина полосы системы усиления составляла 35 Мгц , максимальное усиление — 100 дб . Градуировочная цепь содержала генератор прямоугольных импульсов с временем нарастания 10^{-8} сек . Градуированный импульс создавал импульс тока (количества электричества) на входном контуре предварительного усилителя, эквивалентный возникновению импульса тока сквозь p — n -переход за счет ионизации α -частицей. Сравнивая амплитуду осциллограмм градуировочных импульсов и импульсов, создаваемых α -частицами, удалось определить количество электричества, перенесенного сквозь область сильного поля в p — n -переходе в результате генерации электронов и дырок при торможении отдельной α -частицы.

В работе [161] использовался довольно слабый источник (Po) с коллиматором из малых соосных отверстий. Измерения проводили в вакууме, с тем чтобы устранить рассеяние α -частиц и потери энергии в воздухе. Максимальный разброс точек падения α -частиц на кристалл несколько превосходил ширину области сильного поля. В результате этого имел место некоторый разброс амплитуд, так как диффузия неравновесных носителей, возникших вне области сильного поля, предшествующая их захвату полем, сопровождалась рекомбинацией. Наблюдавшийся разброс импульсов по высоте согласовался с рассчитанным, исходя из известной ширины пучка α -частиц. В качестве окончательного значения для расчетов использовалась максимальная амплитуда импульсов. Изменение напряжения на p — n -переходе в пределах 0,3—15 в не приводило к изменению максимальной амплитуды импульсов.

Согласно данным Мак-Кея, средняя энергия на пару частиц в германии составляет для α -частиц $3,0 \pm 0,4$ эв , а в кремнии — $3,6 \pm 0,3$ эв . Согласно его оценке, время прохождения носителями области сильного поля в его опытах должно было составлять не более 10^{-10} сек . Мак-Кей считает, что дрейф неравновесных носителей

и дырок в поле начинается немедленно после их возникновения.

В действительности при ионизации α -частицами в течение некоторого времени в пределах области вблизи трека частицы существует состояние «электронно-дырочной плазмы». Вследствие поляризации возникает поле пространственного заряда, которое нейтрализует приложенное внешнее поле. В области плазмы, в которую внешнее поле не проникает, уменьшение концентрации электронов и дырок происходит в результате биполярной диффузии. Время, необходимое для диффузионного растекания, обычно невелико, и в случае ионизации α -частицами в кремнии не превышает 10^{-9} — 10^{-8} сек . Скорость рекомбинации в пределах области плазмы может быть достаточно большой. Вследствие этого при очень высоких плотностях ионизации энергия на пару частиц как бы несколько возрастает, что необходимо учитывать, например, при определении энергии продуктов деления полупроводниковыми счетчиками [10].

В работе советских авторов [162], изучавших ионизацию в тех же полупроводниках при торможении быстрых электронов, использовался процесс «собирания» неравновесных носителей, возникавших вне области сильного поля в кристаллах с p — n -переходом. Это было необходимо в связи с тем, что объемное рассеяние электронов не позволяло использовать описанный выше метод, применимый в случае тяжелых частиц.

В результате перечисленных работ, а также исследования ионизации в германии под действием рентгеновского [163] и γ -излучения [164] было установлено, что средняя энергия ионизации практически не зависит от вида ионизирующего излучения.

В случаях, когда экспериментальные условия позволяют использовать импульсы ионизирующего излучения с круто нарастающим фронтом (например, импульсные пучки проникающих в кристалл электронов или рентгеновского излучения), для определения средней энергии ионизации удобно использовать кинетический метод, принцип которого в применении к возбуждению светом, описан, например, в книге С. М. Рывкина [52].

В случаях, когда можно пренебречь захватом неравновесных носителей на локальные «уровни прилипания» (например, в чистых монокристаллах германия при комнатной температуре), кинетический метод позволил уточ-

нить значение ϵ при возбуждении быстрыми электронами [165]. Оказалось, что это значение составляет $2,4 \pm \pm 0,2$ эв, что несколько ниже значения ϵ при ионизации α -частицами. Недостатком кинетического метода в применении к кристаллам, в которых имеет место захват носителей локальными центрами, является возможное завышение значения ϵ по сравнению с минимальной величиной, характеризующей распределение энергии поглощаемого излучения между генерируемыми электронами и дырками, с одной стороны, и колебаниями решетки (фононы) — с другой.

Таблица 6

Ширина запрещенной полосы E_g и средняя энергия ионизации ϵ в полупроводниках при комнатной температуре

(Значение ϵ'_β вычислено Клейном [166] с учетом отраженной части электронного пучка)

Полупроводник	E_g	Энергия плазмона $\hbar\omega_p$	ϵ_α	ϵ_β	ϵ'_β	ϵ_γ
ZnSb	0,165 [8]	12,7 [167]	—	—	—	1,2 (?) [168]
Ge	0,665 [8]	15,5 [167]	$2,85 \pm \pm 0,1$ [169]	$2,4 \pm 0,2$ [165]	—	$2,5 \pm 0,3$ [169, 171]
Si	1,12 [8]	16,6 [167]	$3,60 \pm \pm 0,05$ [172]	$4,0 \pm 0,2$ [173]	$3,6 \pm 0,2$	$3,55 \pm \pm 0,1$ [174]
GaAs	1,35 [8]	15,5 [167]	—	6,3 [175]	4,8	—
GaP	2,35 [8]	16,6 [167]	$7,8 \pm 0,8$ [176]	—	—	—
CdS	2,4 [8]	—	7,2 [182]	$9,3 \pm 1,0$ [178]	—	—
SiC	2,86 [8]	—	—	$9,0 \pm 0,7$ [165]	—	—
PbO	3,0 [179]	—	—	—	—	$8,0 \pm 1,2$ [179]
C (алмаз)	5,6 [8]	31 [167]	—	$18,5 \pm \pm 1,5$ [180]	—	—

В табл. 6 приведены данные об энергии ионизации при комнатной температуре для некоторых полупроводников, а также алмаза ($E_g = 5,6$ эв).

3. О СООТНОШЕНИИ ЭНЕРГИИ, ЗАТРАЧИВАЕМОЙ НА ИОНИЗАЦИЮ И ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Упрощенная модель ударной ионизации в полупроводниках была предложена Шокли [181]. Эта модель позволила связать данные независимых определений квантового выхода фотоионизации в ультрафиолетовой области, возрастающего в германии и кремнии начиная с энергий фотонов, превышающих утроенную ширину запрещенной полосы, с результатами определения значений ϵ при торможении заряженных частиц. Для носителей заряда с кинетической энергией, достаточной для осуществления ударной (вторичной) ионизации, должно доминировать рассеяние на решетке, колеблющейся с наивысшей частотой (фононы). Такие колебания для кристаллической решетки типа алмаза называются «рамановскими» и соответствуют смещениям двух гранецентрированных субрешеток в противоположные стороны.

Энергия квантов таких колебаний E_R , определенная по данным о рассеянии «холодных» нейтронов, равна 0,063 эв для Si и 0,037 эв для Ge. Согласно Шокли, все столкновения носителей с решеткой сопровождаются потерей кинетической энергии носителей. Значение E_R представляет собой один из параметров модели Шокли. Другими использованными в ней величинами являются:

а) E_i — минимальная (пороговая) энергия ионизации, отсчитываемая от края валентной зоны; носители с энергией $E > E_i$ способны образовывать вторичные пары;

б) L_R — средний свободный пробег носителя между двумя последовательными актами рассеяния;

в) $r = L_i/L_R$, где L_i — средний свободный пробег носителя с энергией $E > E_i$ между актами ударной ионизации.

Таким образом, электрон с энергией $E > E_i$ в среднем генерирует r фононов за один акт ионизации. Вероятность того, что носитель, движущийся в кристалле, вызовет ионизацию прежде, чем истратит избыток энергии ($E - E_i$), определяется следующим образом. Для того чтобы истратить избыток энергии, носитель должен претерпеть c столкновений с испусканием фононов:

$$c = \frac{E - E_i}{E_R}.$$

При этом он проходит расстояние, равное cL_R . Вероятность того, что он не вызовет ионизации на этом пути, равна

$$\exp\left(-\frac{cL_R}{L_i}\right) = \exp\left(-\frac{E-E_i}{rE_R}\right).$$

Вероятность ионизации $P(E)$ при замедлении носителя от энергии E до E_i , таким образом, равна

$$P(E) = 1 - \exp\left(-\frac{E-E_i}{rE_R}\right).$$

Учитывая экспериментальные данные о квантовом выходе фотоионизации в Ge и Si, Шокли принял значение E_i равным 0,68 эв для Ge и 1,1 эв для Si. Основываясь на обычных предположениях теории ионизационных потерь, он считал, что «размен» энергии первичных электронов и дырок происходит путем распределения между актами вторичной ударной ионизации и генерацией фононов; после снижения энергии носителей до значений, меньших E_i , остаточная энергия E_F также затрачивается на генерацию фононов. Таким образом, средняя величина энергии на пару неравновесных носителей равна

$$\varepsilon = E_i + rE_R + 2E_F.$$

Используя значения r , полученные из экспериментальных данных о фотоионизации, и полагая $E_F = 0,6 E_i$, Шокли получил величины ε (Ge) = 3,6 эв и ε (Si) = 3,5 эв.

Ю. М. Попов [182] в отличие от Шокли считает, что для первичных электронов и дырок, имеющих энергию E , значительно превосходящую E_i , вероятность ударной ионизации настолько больше вероятности рассеяния, что замедление этих носителей в начале процесса полностью определяется ударной ионизацией, а генерация фононов имеет место лишь в условиях, когда энергия $E < E_i$.

Весьма интересные соображения о связи механизма ионизационных потерь с колебаниями плазмы валентных электронов были высказаны Зарембой [170] и подробно анализированы и обобщены Клейном [166]. Согласно Клейну, первичный процесс торможения заряженной частицы связан не с взаимодействием поля движущейся частицы с отдельными электронами, а с взаимодействием с плазмой валентных электронов, проявляющимся в генерации квантов колебаний плазмы (плазмонов), характе-

ризуемых энергией

$$\hbar\omega_p = \hbar \left(\frac{4\pi N q^2}{m} \right)^{1/2},$$

где N , m — концентрация и масса электронов валентной зоны. Действительно, величина «характеристических

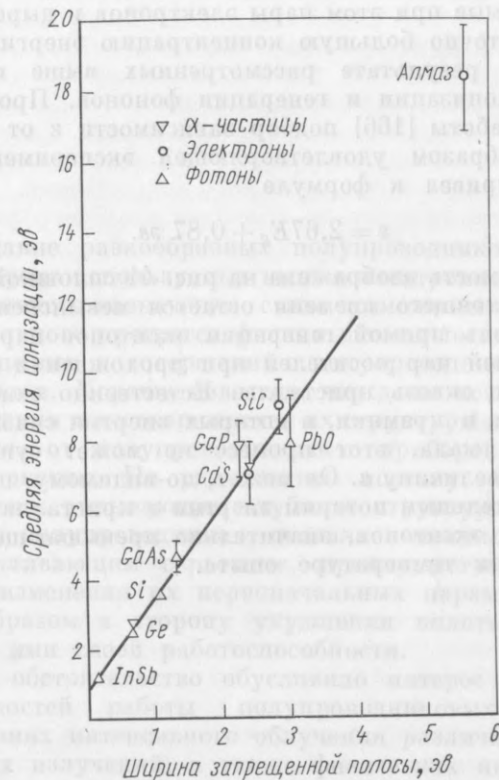


Рис. 41. Связь между шириной запрещенной полосы и средней энергией образования пары носителей. Сплошная линия соответствует формуле $E = 2,67 E_g + 0,86$ [166]. Экспериментальные данные взяты из табл. 6.

потерь энергии» быстрых электронов для полупроводников с решеткой типа алмаза близка к вычисленным значениям $\hbar\omega_p$. Колебания плазмы быстро затухают; при этом энергия плазмона передается одному из электронов,

который переходит в зону проводимости [183]; возможен также переход энергии плазмона в энергию «локального разогрева» электронов и решетки в пределах локализованного объема в кристалле. Согласно оценке Клейна, более вероятен первый тип «распада» плазмона, который осуществляется в течение времени порядка 10^{-15} сек. Генерируемые при этом пары электронов и дырок, имеющих достаточно большую концентрацию энергии, замедляются в результате рассмотренных выше процессов ударной ионизации и генерации фононов. Проведенный автором работы [166] подбор зависимости ε от E_g , наилучшим образом удовлетворяющей экспериментальным данным, привел к формуле

$$\varepsilon = 2,67E_g + 0,87 \text{ эв.}$$

Эта зависимость изображена на рис. 41 сплошной линией.

До настоящего времени остается невыясненной возможная роль прямой генерации экситонов параллельно с генерацией пар носителей при прохождении заряженных частиц сквозь кристаллы. Естественно считать, что в германии и кремнии, в которых энергия связи экситонов очень мала, этот процесс не может существенно влиять на величину ε . Он может, по-видимому, приводить к дополнительным потерям энергии в кристаллах с энергией связи экситонов, значительно превышающей значение kT при температуре опыта.

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

Создание разнообразных полупроводниковых приборов, широко используемых ныне в электронной аппаратуре различного назначения, стало возможным в результате значительного прогресса физики и технологии получения очень чистых и совершенных полупроводниковых монокристаллов. Хорошо известно, что даже незначительные загрязнения и несовершенства их структуры не позволяют добиться от полупроводниковых приборов требуемых характеристик. Не удивительно поэтому, что ядерные излучения, вызывающие глубокие структурные повреждения в полупроводниках, оказались мощным фактором, обуславливающим серьезные, преимущественно необратимые изменения их первоначальных параметров, главным образом в сторону ухудшения вплоть до полной потери ими своей работоспособности.

Это обстоятельство обусловило интерес к изучению особенностей работы полупроводниковых приборов в условиях интенсивного облучения различными видами ядерных излучений, а также физических явлений, протекающих в них в момент и после воздействия этих излучений. Исследование таких явлений немислимо, конечно, в отрыве от достижений радиационной физики полупроводников. Однако степень радиационных повреждений полупроводниковых приборов и скорость их нарастания не определяются одними лишь изменениями электрофизических характеристик полупроводниковых материалов, а зависят также от физических особенностей их работы, от конструкции и технологических приемов изготовления. Этим последним вопросам и посвящена в основном вторая часть настоящей книги.

Повреждающее действие излучений на параметры полупроводниковых приборов тем не менее не исключает возможности их успешного использования в таких условиях. Однако для этого необходимо детальное знание характера и величины вызываемых повреждений.

Как показывают эксперименты, необратимые повреждения, связанные с изменением электрофизических характеристик полупроводниковых материалов, оказываются в первом приближении пропорциональными количеству воздействующего излучения. При достаточно длительном воздействии излучения, какое, например, имеет место в радиационных поясах Земли, характерным является постепенное нарастание величины повреждений. В силу этого они, как правило, не приводят к катастрофическим отказам приборов. Исключением может быть импульсное облучение, но и в этом случае сохраняется определенная пропорциональность между количеством излучения в импульсе и величиной вызванных им эффектов. Если эти эффекты невелики и не являются причиной полного выхода приборов из строя, то и для импульсного облучения можно говорить о полном или частичном сохранении приборами своей работоспособности. Эту способность функционировать при облучении, сохраняя свои отличительные особенности даже при некотором допустимом изменении основных параметров, принято называть радиационной стойкостью полупроводниковых приборов.

Мерой радиационной стойкости является то количество излучения (интегральный поток, экспозиционная или поглощенная доза), при котором основные параметры полупроводниковых приборов выходят за пределы принятого критерия радиационной стойкости. За критерий принимается некоторая граничная величина одного из основных параметров, выбор которой чаще всего диктуется условиями применения прибора в той или иной аппаратуре, и потому в этом отношении существует определенный произвол. Поэтому лучше, если критерий радиационной стойкости прибора удастся органически связать с физическими процессами, лежащими в основе его работы. При этом появляется возможность прогнозирования его радиационной стойкости на основании результатов измерений некоторых параметров, определяющих в дальнейшем скорость нарастания повреждений.

Несмотря на большое разнообразие существующих и разрабатываемых в настоящее время полупроводнико-

вых приборов, в основе работы большинства из них лежат общие принципы и закономерности. В связи с этим целесообразно осветить вопросы воздействия излучения, главным образом нейтронного и γ -излучения, на основные классы таких приборов, а именно на транзисторы и диоды; при этом основное внимание уделить остаточным, практически необратимым изменениям в них и лишь кратко в общих чертах затронуть вопрос об особенностях их импульсного облучения.

Изложение материала начнем с рассмотрения вопросов воздействия излучения на транзисторы и лишь затем обсудим эти вопросы применительно к диодам. Такое построение вызвано тем, что, несмотря на более сложную структуру транзисторов, процессы, протекающие в них при облучении, в настоящее время достаточно детально изучены и, главное, относительно более просты. Основные объемные повреждения в них обуславливаются главным образом радиационным изменением времени жизни неосновных носителей и очень слабо зависят от изменения проводимости материала.

Процессы, протекающие в диодах, оказываются более сложными в этом отношении, и, видимо, поэтому теория их работы при облучении не доведена еще до полного количественного согласия с экспериментальными результатами.

Глава I

ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТРАНЗИСТОРЫ

1. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ ТРАНЗИСТОРОВ ПРИ ИХ ОБЛУЧЕНИИ

Анализ работы, выполненной с применением полупроводниковых приборов радиоэлектронной аппаратуры в условиях воздействия на нее ядерных излучений, свидетельствует о том, что в подавляющем большинстве случаев отказы в ее функционировании наступают в результате существенных изменений параметров транзисторов. Характерным примером такого рода может служить прекращение работы американского спутника связи «Телестар-1» [184]. Специальные исследования работы полупроводниковых приборов в условиях облучения различными видами корпускулярного и электромагнитного излучения также показали, что транзисторы являются одними из наименее стойких к действию проникающего излучения полупроводниковых приборов.

В литературе детально освещены все стороны работы транзисторов при облучении. Показано, что ни один из характерных для них параметров не остается при этом неизменным. Так, например, пропорционально интегральному потоку быстрых нейтронов возрастают входное сопротивление и коэффициент обратной связи (h_{11} и h_{12}) в схеме включения с общей базой [185]. В то же время выходное сопротивление (h_{22} в схеме включения с общей базой) монотонно падает [186, 187]. Однако можно показать, что вызванные облучением изменения этих параметров не являются функционально независимыми, а определяются в большинстве случаев теми же процессами, которые служат причиной радиационного изменения основных параметров транзисторов: коэффициентов пере-

дачи тока эмиттера, α , тока базы, B^* , а также обратного тока коллектора I_{KO} . Учитывая то обстоятельство, что относительные изменения перечисленных основных параметров при одинаковых уровнях облучения более значительны, чем остальных, наибольшее внимание в дальнейшем при рассмотрении эффектов облучения будем уделять именно этим параметрам.

При изучении радиационных изменений параметров транзисторов оказывается удобным оперировать не абсолютными величинами α , $(1 - \alpha)$ или B , а относительными значениями, приведенными к исходным, т. е. α_F/α_0 , $1 - \alpha_F/(1 - \alpha_0)$ и B_F/B_0 . Здесь и далее индексом F обозначены параметры транзисторов и других полупроводниковых приборов, достигаемые в процессе облучения или после него, а индексом 0 — начальные.

Многочисленные результаты, полученные при облучении различных по типу, структуре и полупроводниковому материалу транзисторов, свидетельствуют о том, что величина $1 - \alpha_F$ растет линейно, по крайней мере в начальной стадии облучения, с увеличением интегрального потока или дозы облучения. Эта величина однозначно связана не только с α_F , но и с коэффициентом передачи тока базы B_F , который с точностью до единицы равен $B_F = 1/(1 - \alpha_F)$.

Поэтому увеличение $(1 - \alpha_F)$ тождественно последовательному снижению коэффициента B_F . Экспериментальные данные, подтверждающие указанный ход изменения $(1 - \alpha_F)$, или, что то же самое, $1/B_F$, приведены на рис. 42 и 43. Они получены при облучении транзисторов как в канале реактора, в пучке электронов с энергией 2 Мэв , так и в поле излучения γ -источника Co^{60} . По оси абсцисс на них отложен интегральный поток падающих частиц, а по оси ординат — либо относительное изменение $1/\xi = (1 - \alpha_F)/(1 - \alpha_0)$, либо $\Delta(1/B) = 1/B_F - 1/B_0$.

Травление поверхности сильно облученных транзисторов не оказывает существенного влияния на величину коэффициента передачи тока базы B . Этот вывод подтверждается, например, данными, приведенными на рис. 44, на котором показана зависимость величины $1/B$ от тока эмиттера до и после облучения, а также после травления поверхности для одного из облученных мало-

* Коэффициент передачи тока базы, B , иначе называют коэффициентом усиления транзистора по постоянному току.

мощных кремниевых $n-p-n$ меза транзисторов 2N706 [188]. Транзисторы были облучены в реакторе «Трига» интегральным потоком быстрых нейтронов $8,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

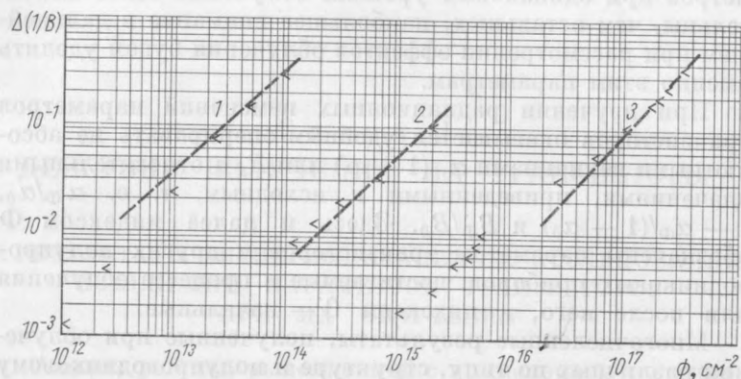


Рис. 42. Зависимость изменения величины, обратной коэффициенту передачи тока базы, от интегрального потока нейтронов (1), электронов с энергией 2 Мэв (2) и γ -квантов источника Co^{60} (3) для маломощного $n-p-n$ -кремниевого транзистора 2N336, изготовленного методом вытягивания из расплава.

Приведенный пример не означает, однако, что свойства поверхности полупроводников не изменяются под

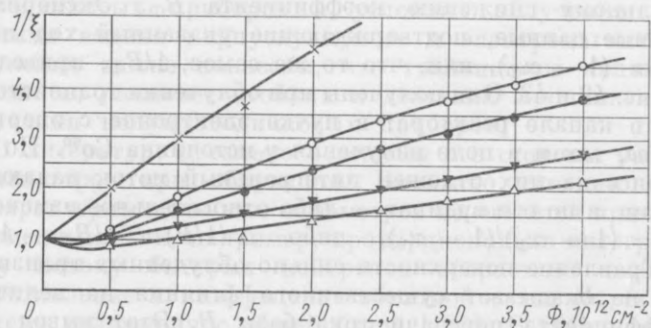


Рис. 43. Изменение величины $1/\xi$ в зависимости от интегрального потока быстрых нейтронов для нескольких экземпляров маломощных высокочастотных германиевых $p-n-p$ -сплавных транзисторов.

действием ионизирующего излучения и что параметры приборов не зависят от радиационных эффектов на поверх-

ности полупроводников. Так, например, приведенные на рис. 43 экспериментальные данные по облучению высокочастотных сплавных $p-n-p$ германиевых транзисторов показывают, что изменения коэффициента передачи тока базы в начальной стадии облучения определяются главным образом радиационными эффектами на поверхности приэмиттерной области базы. В связи с этим

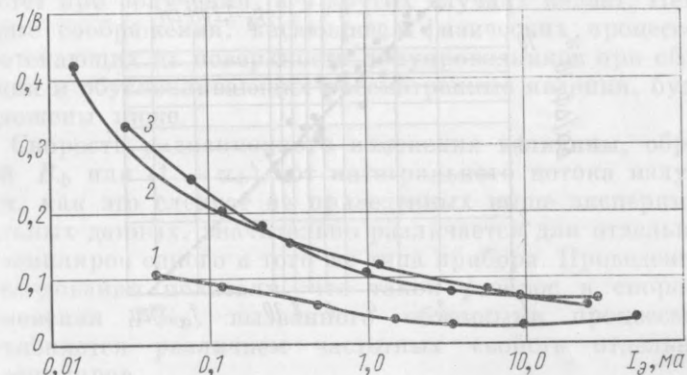


Рис. 44. Зависимость величины $1/B$ от тока эмиттера для кремниевого $n-p-n$ -транзистора 2N706 до облучения (1), после облучения интегральным потоком нейтронов $8,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (2) и после облучения и последующего травления поверхности (3).

линейная зависимость $1/B_\Phi$ и $(1 - \alpha_\Phi)$ от интегрального потока или дозы облучения нарушается. Экспериментальные результаты свидетельствуют также о том, что поверхностные процессы, вызывающие указанные изменения усилительных свойств транзисторов, обладают четко выраженным насыщением, которое наступает при сравнительно небольших уровнях облучения. Последнее позволяет отделить эффекты, обусловленные состоянием поверхности, от чисто объемных эффектов, так как в первом приближении их можно считать аддитивными.

Величина и характер поверхностной составляющей полного радиационного изменения коэффициентов передачи тока α и B зависят от многих факторов и, в первую очередь, от исходного состояния поверхности кристалла. У одних типов или разновидностей транзисторов эта составляющая равна нулю, у других она в несколько раз превышает объемную при уровнях облучения, соот-

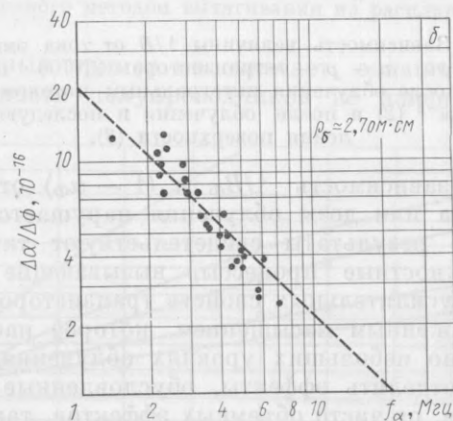
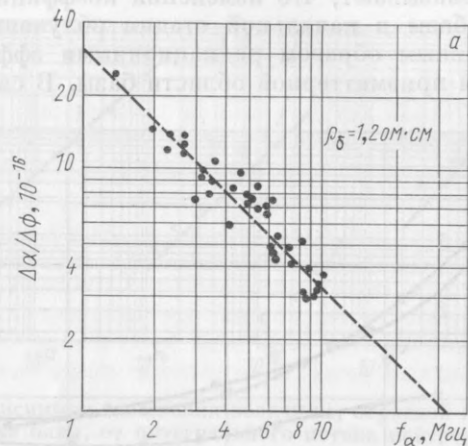


Рис. 45. Средняя скорость уменьшения коэффициента передачи тока эмиттера в зависимости от граничной частоты f_α для сплавных германиевых $p-n-p$ -(а) и $n-p-n$ -(б) транзисторов.

ветствующих ее насыщению. Характерным является тот факт, что поверхностная составляющая превалирует над объемной в области небольших доз облучения преимущественно у наиболее высокочастотных разновидностей одного и того же технологического типа прибора. Что касается характера этой составляющей, то в одних случаях она такова, что коэффициент передачи тока базы B растет при облучении, а в других случаях падает. Некоторые соображения, касающиеся физических процессов, протекающих на поверхности полупроводников при облучении и обуславливающих рассмотренные явления, будут изложены ниже.

Скорость радиационного изменения величины, обратной B_ϕ или $(1 - \alpha_\phi)$, от интегрального потока излучения, как это следует из приведенных выше экспериментальных данных, значительно различается для отдельных экземпляров одного и того же типа прибора. Проведенные исследования показали, что такой разброс в скорости изменения $1/B_\phi$, вызванного объемными процессами, объясняется различием частотных свойств отдельных экземпляров.

На рис. 45 [189] приведены данные, относящиеся к германиевым $p-n-p$ - и $n-p-n$ -сплавным транзисторам, которые указывают на корреляцию между скоростью радиационного изменения коэффициента передачи тока эмиттера и граничной частотой f_α^* этого коэффициента у отдельных экземпляров. Корреляция между скоростью радиационного изменения α и частотными свойствами этого же экземпляра имеет место и для всех других типов транзисторов, в том числе и с неоднородной базой. На рис. 46 [190], например, приведены данные, устанавливающие для высокочастотных планарных кремниевых транзисторов 2N918 прямую зависимость между величиной, обратной приращению коэффициента передачи тока эмиттера, $1/\Delta\alpha$, отдельных экземпляров, и их предельной частотой f_T , на которой модуль коэффициента передачи тока базы $|B_f|$ равен единице.

Полное радиационное изменение обратного тока коллектора $I_{к0}$ также может быть разделено на две составляющие: объемную и поверхностную. Объемная составляющая, как это видно из рис. 47, на котором изображена

* f_α — частота, при которой модуль коэффициента α падает в $\sqrt{2}$ раз.

зависимость $I_{кФ}/I_{к0}$ от Φ для маломощного сплавного $p-n-p$ -германиевого транзистора, прямо пропор-

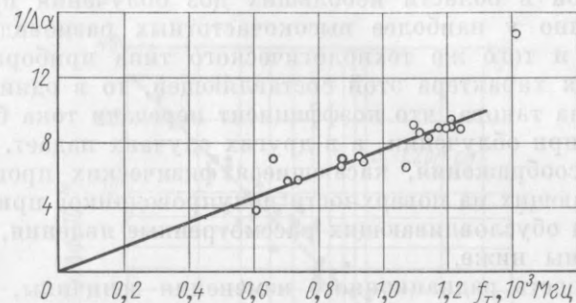


Рис. 46. Зависимость между величиной $1/\Delta\alpha$ и предельной частотой f_T для нескольких экземпляров планарных кремниевых транзисторов 2N918.

циональна интегральному потоку нейтронов. Такая же закономерность для объемной составляющей существует

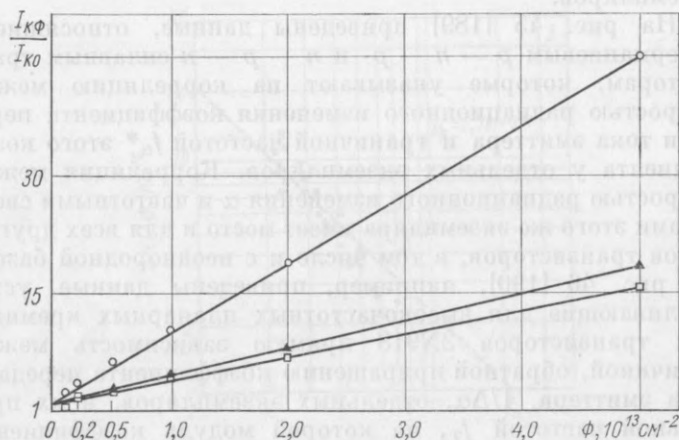


Рис. 47. Зависимость относительного изменения обратного тока коллектора от интегрального потока быстрых нейтронов для трех экземпляров сплавных германиевых $p-n-p$ -транзисторов.

и у кремниевых приборов [191], хотя природа ее появления в этом случае иная, чем у германиевых транзисторов.

Поверхностная составляющая обратного тока коллектора $I_{к0}$, как будет показано ниже, обусловлена ионизационными процессами в окружающей среде и на поверхности кристалла и зависит не только от дозы облучения, но также и от электрического режима работы транзистора и других условий.

2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ СКОРОСТЬ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ТРАНЗИСТОРОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ОБЪЕМНЫХ ПРОЦЕССОВ; КРИТЕРИЙ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ТРАНЗИСТОРОВ

Изложенные экспериментальные результаты позволили предположить, что причиной прогрессирующего при облучении уменьшения величины коэффициентов передачи тока α и B в результате вызванного излучением изменения объемных свойств материала является снижение времени жизни неосновных носителей в области базы. Увеличение доли прорекомбинировавших носителей от полного количества инжектированных в базу вызывает уменьшение той их части, которая достигает коллекторного перехода и составляет ток коллектора. Этот процесс проявляется внешне в снижении величины коэффициента α .

Коэффициент передачи тока эмиттера α может быть представлен в виде произведения трех сомножителей [192]: эффективности эмиттера γ , характеризующей его способность инжектировать неосновные носители в область базы; коэффициента переноса неосновных носителей через базу транзистора β , определяющего рекомбинационные потери, и, наконец, эффективности коллектора α_i , зависящей как от размножения носителей заряда в коллекторном переходе в результате ударной ионизации, так и от изменения условий диффузии неосновных носителей в области коллектора:

$$\alpha = \gamma\beta\alpha_i. \quad (87)$$

Коэффициент β учитывает потери неосновных носителей в результате как объемной рекомбинации, так и рекомбинации на поверхности базы, примыкающей к эмиттеру. Его, в свою очередь, удобно представить в виде произведения двух сомножителей, один из которых β_s определяется поверхностными процессами, а второй β_v — рекомбинацией в объеме. Таким образом, для α будем иметь

$$\alpha = \gamma\beta_v\beta_s\alpha_i. \quad (88)$$

Ни один из сомножителей, входящих в это выражение, не остается неизменным при облучении. Однако скорость и соответственно степень их изменения далеко не одинаковы. Одной из наиболее чувствительных к действию излучения является объемная составляющая коэффициента переноса неосновных носителей через базу β_v . Поэтому, считая пока остальные сомножители постоянными, найдем, что объемная составляющая рекомбинационного тока базы, с одной стороны, равна

$$I_{\beta, p} = I_{\beta} \gamma \beta_s (1 - \beta_v), \quad (89)$$

а с другой

$$I_{\beta, p} = q \int_0^{w_0} \frac{p(x) dx}{\tau(x)} = \frac{Q_0}{\bar{\tau}_0}, \quad (90)$$

где I_{β} и $I_{\beta, p}$ — соответственно ток эмиттера и рекомбинационный ток базы; Q_0 — заряд, накопленный в базе, а $\bar{\tau}_0$ — объемное время жизни неосновных носителей заряда, усредненное по всей области базы, которое равно

$$\bar{\tau}_0 = \int_0^{w_0} p(x) dx / \int_0^{w_0} \frac{p(x) dx}{\tau(x)}, \quad (91)$$

где $p(x)$ — распределение концентрации инжектированных носителей.

Выражение (88) для α с учетом (89) и (90) принимает вид

$$\alpha = \gamma \beta_s (1 - Q_0 / I_{\beta} \gamma \beta_s \bar{\tau}_0) \alpha_i. \quad (92)$$

Но поскольку отношение накопленного в базе заряда Q_0 к току, переносимому инжектированными неосновными носителями, равно среднему времени переноса носителей от эмиттера к коллектору [193], то, обозначая его $t_{\text{пер}}$, выражение (92) можно переписать в виде

$$\alpha = \gamma \beta_s \alpha_i (1 - t_{\text{пер}} / \bar{\tau}_0). \quad (93)$$

Последнее соотношение справедливо как для диффузионных, так и для дрейфовых транзисторов.

Одной из самых чувствительных к действию проникающего излучения характеристик полупроводников является время жизни неосновных носителей заряда. Как правило, оно изменяется в несколько раз при дозах облучения, при которых изменения других характеристик,

например удельной проводимости, оказываются малыми. В таких условиях зависимость времени жизни от интегрального потока излучения Φ можно описать следующим простым соотношением:

$$1/\tau = 1/\tau_0 + K\Phi, \quad (94)$$

экспериментально проверенным в широком диапазоне возможных величин τ . В этом соотношении τ_0 — начальное время жизни, а K — коэффициент пропорциональности, определяющий скорость изменения времени жизни при облучении. В дальнейшем его будем называть коэффициентом радиационного изменения времени жизни.

Величина этого коэффициента, как будет показано ниже, зависит от многих факторов, в том числе от концентрации основных носителей и уровня инжекции неосновных носителей. Для неоднородного по своему удельному сопротивлению полупроводника, каким, например, является база дрейфового транзистора, соотношение (94) справедливо лишь для каждой данной точки или плоскости со своим значением коэффициента K . Однако если ввести понятие среднего по некоторому объему, плоскости или направлению коэффициента $\bar{K}$, то соотношение (94) будет справедливо для любого возможного случая. Коэффициент $\bar{K}$ при этом равен

$$\bar{K} = \frac{\iiint K(x, y, z) p(x, y, z) dx dy dz}{\iiint p(x, y, z) dx dy dz}. \quad (95)$$

Время жизни неосновных носителей, как это следует из (94), монотонно падает при облучении. Его уменьшение является в соответствии с (93) причиной наблюдаемого при облучении снижения коэффициента передачи тока α или, точнее, объемной составляющей коэффициента переноса неосновных носителей через базу. Этот эффект в той или иной степени присущ всем без исключения типам транзисторов.

Выражения для α_{Φ} и $(1 - \alpha_{\Phi})$ при облучении с учетом (94) приобретают вид

$$\alpha_{\Phi} = \gamma \beta_s \alpha_i (1 - t_{\text{пер}} / \bar{\tau}_{00} - t_{\text{пер}} K \Phi), \quad (96)$$

или, так как в большинстве случаев $\alpha_0 \approx 1$,

$$1 - \alpha_{\Phi} = 1 - \alpha_0 + t_{\text{пер}} \bar{K} \Phi. \quad (97)$$

Оба выражения указывают на линейную зависимость $(1 - \alpha_\Phi)$ от интегрального потока облучения Φ . Приведенные выше экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что линейная зависимость радиационного изменения этих параметров сохраняется лишь в определенном диапазоне значений интегрального потока излучения. При выходе из этого диапазона скорость изменений постепенно замедляется, а зависимость $(1 - \alpha_\Phi) = f(\Phi)$ отклоняется от линейного закона, проявляя тенденцию к насыщению. Все это объясняется тем, что в действительности ни коэффициент $\bar{K}$, ни время переноса $t_{\text{пер}}$ не остаются при облучении неизменными. Время переноса, в частности, определяется не одними геометрическими размерами области базы, но зависит также и от времени жизни неосновных носителей в ней. Последняя зависимость при временах жизни τ , значительно превышающих $t_{\text{пер}}$, очень слабая, поэтому в обычных условиях ею в большинстве случаев пренебрегают, выражая $t_{\text{пер}}$ через геометрические размеры транзистора или его частотные свойства одним из следующих возможных способов:

а. Через толщину базы w_δ или граничную частоту коэффициента передачи тока эмиттера f_α для сплавных транзисторов с однородной базой [194]:

$$t_{\text{пер}} = \frac{w_\delta^2}{2D_\delta} = \frac{2,43}{4\pi f_\alpha} \quad (98)$$

(здесь D_δ — коэффициент диффузии неосновных носителей).

б. Через предельную частоту $f_T = |B_f| \cdot f$, на которой модуль коэффициента передачи тока базы $|B_f|$ равен единице [195]:

$$t_{\text{пер}} = \frac{1}{2\pi f_T} - \frac{kT}{qI_\Phi} (C_{\text{кб}} + C_{\text{эб}}). \quad (99)$$

в. Через граничную частоту коэффициента передачи тока базы f_B , на которой модуль последнего снижается в $\sqrt{2}$ раз:

$$t_{\text{пер}} = \frac{1 - \alpha_0}{2\pi\alpha_0 f_B}. \quad (100)$$

Выражение для параметра $(1 - \alpha_\Phi)$ в общем случае может быть представлено в виде

$$1 - \alpha_\Phi = (1 - \alpha_0) (1 + A\bar{K}\Phi), \quad (101)$$

где в соответствии с различными представлениями $t_{\text{пер}}$ и при условии, что $\alpha_0 \approx 1$,

$$A = \frac{0,195B_0}{f_\alpha}, \quad (101a)$$

либо

$$A = \frac{B_0}{2\pi f_T} \quad \text{при} \quad f_T \ll \frac{qI_\Phi}{2\pi kT (C_{\text{кб}} + C_{\text{эб}})}, \quad (101б)$$

либо

$$A = 1/2\pi f_B. \quad (101в)$$

Вводя определение относительного коэффициента передачи тока базы при облучении ξ , нетрудно выразить его

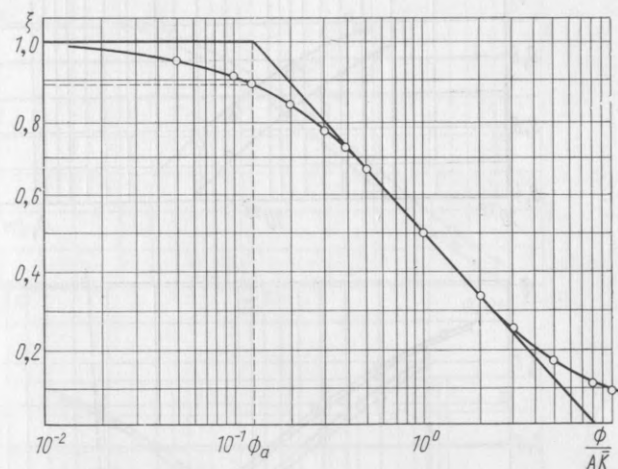


Рис. 48. Обобщенная зависимость относительного коэффициента передачи тока базы транзисторов ξ от интегрального потока излучения, приведенного к значению $\xi = 0,5$.

через факторы, определяемые конструкцией транзистора A , свойствами материала базы $\bar{K}$ и интегральным потоком излучения Φ :

$$\xi = \frac{1 + B_\Phi}{1 + B_0} = \frac{1 - \alpha_0}{1 - \alpha_\Phi} = \frac{1}{1 + A\bar{K}\Phi}. \quad (102)$$

График этой зависимости приведен на рис. 48. По оси абсцисс на нем отложен интегральный поток излучения

в единицах $\Phi/A\bar{K}$ и логарифмическом масштабе, а по оси ординат — значения ξ . Зависимость (102), представленная на рис. 48, универсальна в том плане, что отражает закономерность радиационного изменения относительного коэффициента передачи тока базы всех без исключения типов транзисторов. Ее удобно представить в виде двух прямых с точкой излома при интегральном потоке $\Phi_a = 0,135/A\bar{K}$. В свою очередь, этот интегральный поток, получивший название потока абсолютной стойкости [196], является очень удобным критерием оценки радиационной стойкости транзисторов. При дозах облучения, не превышающих Φ_a , представляется возможным в абсолютном

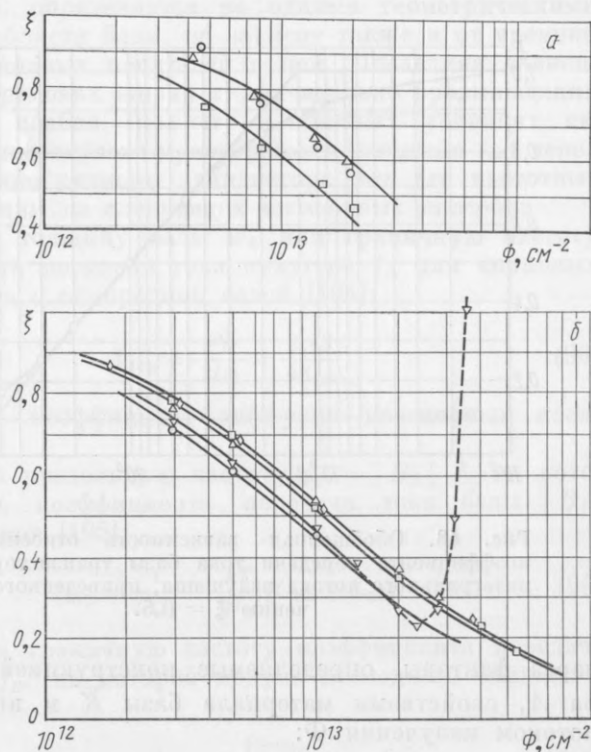
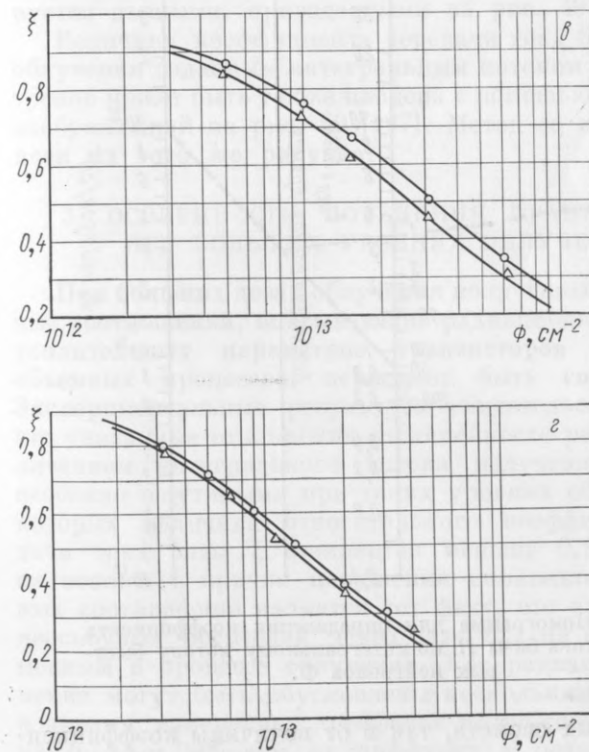


Рис. 49. Сравнение расчетных (сплошные кривые) и ного коэффициента передачи тока базы ξ от интеграль по маломощных транзисторов (приведены данные а — сплавно-диффузионные высокочастотные германиевые $p-n-p$ -транзисторы; б — кремниевые диффузионные высокочастотные $p-n-p$ -транзисторы)

большинстве случаев пренебречь имеющим место незначительным в практическом отношении ($\leq 11,5\%$) уменьшением коэффициента передачи тока базы. В то же время при интегральных потоках, превышающих Φ_a , зависимость $B_\Phi = f(\Phi)$ может быть выражена, как это следует из рис. 48, простой формулой:

$$B_\Phi = B_0(1 - 0,575 \lg \Phi/\Phi_a). \quad (103)$$

Поток абсолютной стойкости транзисторов Φ_a однозначно определяется их частотными свойствами и потому может быть заранее определен для каждого экземпляра



экспериментальных (точки) зависимостей относительного потока быстрых нейтронов для следующих типов транзисторов: а — сплавные германиевые $p-n-p$ -транзисторы; б — сплавные германиевые $p-n-p$ -транзисторы; в — кремниевые диффузионные высокочастотные $p-n-p$ -транзисторы; г — сплавные германиевые $p-n-p$ -транзисторы

транзистора, если известен коэффициент радиационного изменения времени жизни $\bar{K}$ для полупроводникового материала его базы:

$$\Phi_a = 0,85 f_B / \bar{K} = 0,69 f_\alpha / B_0 \bar{K} = 0,85 f_T / B_0 \bar{K}. \quad (104)$$

Из соотношения для Φ_a вытекает, что радиационная стойкость транзисторов находится в прямой зависимости как

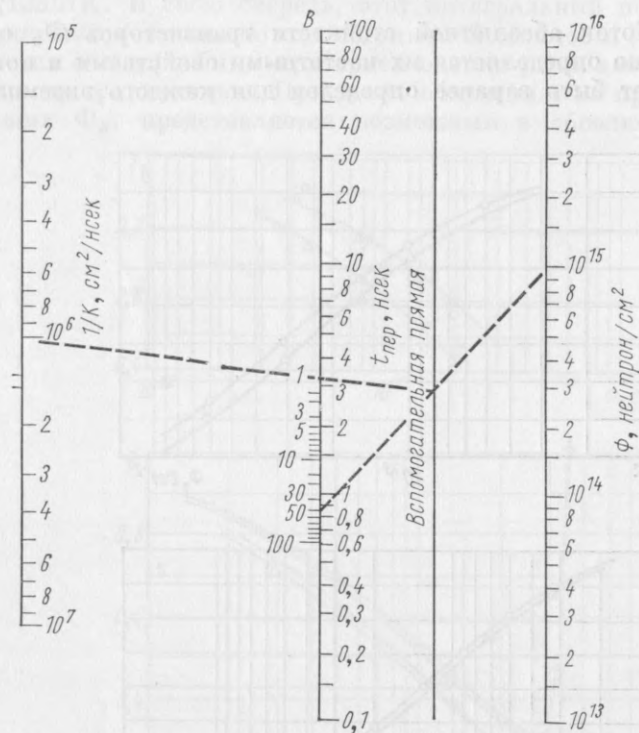


Рис. 50. Номограмма для определения коэффициента передачи тока базы B по интегральному потоку быстрых нейтронов Φ .

от их частотных свойств, так и от величины коэффициента $\bar{K}$.

Чтобы определить возможность прогнозирования степени радиационного повреждения транзисторов с помощью приведенных выражений для некоторых распространенных типов германиевых и кремниевых маломощных транзисто-

ров определялась зависимость относительного коэффициента передачи тока базы ξ как функция интегрального потока нейтронов. Необходимая при этом величина потока абсолютной стойкости Φ_a для каждого экземпляра прибора находилась по измеренной для него граничной частоте коэффициента передачи тока базы f_B и среднему для данного типа транзисторов значению коэффициента $\bar{K}$. Затем производилось облучение этих экземпляров транзисторов с периодическим измерением их коэффициентов передачи тока базы. Степень совпадения полученных таким образом экспериментальных значений ξ с рассчитанными зависимостями $\xi = F(\Phi)$ иллюстрируется данными, приведенными на рис. 49.

Величина коэффициента передачи тока базы B_Φ после облучения заданным интегральным потоком быстрых нейтронов может быть также найдена с помощью номограммы, изображенной на рис. 50 [197]. Метод ее использования ясен из того же рисунка.

3. ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ТРАНЗИСТОРОВ ПРИ БОЛЬШИХ УРОВНЯХ ОБЛУЧЕНИЯ

При больших дозах облучения полученные выше линейные соотношения, описывающие радиационные изменения усилительных параметров транзисторов в результате объемных процессов, перестают быть справедливыми. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что указанные отклонения от линейности роста $1/\xi$ с увеличением интегрального потока излучения становятся особенно ощутимыми при таких уровнях облучения, при которых величина относительного коэффициента передачи тока базы ξ становится меньше 0,1—0,2. Одной из основных причин нарушения справедливости линейных соотношений является тот факт, что время переноса неосновных носителей через базу $t_{\text{пер}}$ не остается неизменным в процессе облучения. Его радиационные изменения могут быть обусловлены несколькими причинами, а именно: изменением дрейфовой подвижности носителей, изменением условий их диффузии в результате значительного уменьшения объемного времени жизни и, наконец, уменьшением эффективной толщины базы.

Ввиду того, что при облучении в объеме полупроводников образуются различные по своей природе структурные нарушения, дрейфовая подвижность неосновных носи-

телей должна уменьшаться с ростом дозы облучения из-за увеличения вероятности их рассеяния на неоднородностях решетки. Однако Госсик [86] показал, что в частном случае германия n -типа при нейтронном облучении, когда в объеме образуются крупные скопления дефектов, дрейфовая подвижность дырок может частично возрасти с увеличением интегрального потока.

Прямое измерение дрейфовой подвижности дырок в таком германии при облучении было проведено Клоссером [92]. Он обнаружил, что при облучении нейтронами образца германия n -типа с $\rho = 5 \text{ ом}\cdot\text{см}$ подвижность носителей после достижения интегрального потока 10^{12} см^{-2} сначала быстро растет, при потоке $\Phi = 1,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ достигает максимума, превышающего первоначальную величину примерно на 25%, а затем быстро падает, и уже при потоке $\Phi = 3,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ составляет 90% исходной величины.

В сообщении Клоссера наиболее интересным является экспериментально установленный факт увеличения дрейфовой подвижности неосновных носителей на определенном этапе нейтронного облучения, подтверждающий выводы Госсика. Однако с точки зрения работы транзисторов это увеличение подвижности не играет определяющей роли. Более серьезным в этом отношении является обнаруженное им дальнейшее быстрое уменьшение дрейфовой подвижности.

Имеющихся в настоящее время экспериментальных данных по изменению дрейфовой подвижности носителей недостаточно для того, чтобы при описании работы транзисторов в процессе облучения можно было бы учесть этот эффект. С другой стороны, вклад этого эффекта изменения подвижности незначителен по сравнению с изменением времени жизни τ . Поэтому обычно дрейфовую подвижность принимают постоянной, по крайней мере до интегрального потока быстрых нейтронов 10^{14} см^{-2} . Возможность такого упрощения подтверждается удовлетворительным совпадением экспериментальных результатов с предсказываемыми на основе теории, не учитывающей эффект действия излучения на дрейфовую подвижность неосновных носителей.

Эффект уменьшения времени жизни при облучении на изменение условий диффузии носителей в базе и время их переноса удобно показать на примере транзисторов с однородной базой. Точное выражение для объемной

составляющей коэффициента переноса носителей через базу таких транзисторов имеет следующий вид:

$$\beta_v = \text{sch} \frac{w_6}{L_6}, \quad (105)$$

где в соответствии с общепринятыми обозначениями w_6 — толщина базы, а L_6 — диффузионная длина неосновных носителей в базе. Поскольку обычно $w_6 \ll L_6$, то гиперболический секанс аппроксимируют первыми двумя членами его разложения в ряд, а именно

$$\beta_v = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{w_6}{L_6} \right)^2. \quad (106)$$

При облучении, когда диффузионная длина в результате уменьшения времени жизни неосновных носителей становится сравнимой с w_6 , представление гиперболического секанса двумя членами ряда становится недопустимым. С включением третьего члена разложения $\text{sch} \frac{w_6}{L_6}$ в ряд выражение для β_v принимает вид

$$\beta_v = 1 - \frac{1/2 \left(\frac{w_6^2}{D_6} \right)}{\tau_6} \left[1 - \frac{5}{6} \cdot \frac{1/2 \left(\frac{w_6^2}{D_6} \right)}{\tau} \right]. \quad (107)$$

Используя зависимость τ от Φ и обозначая $\frac{1}{2} \left(\frac{w_6^2}{D_6} \right)$ через $t_{\text{пер.о}}$ запишем

$$\beta_v = 1 - t_{\text{пер.о}} \left(\frac{1}{\tau_{6,0}} + \bar{K}\Phi \right) \left[1 - \frac{5}{6} t_{\text{пер.о}} \left(\frac{1}{\tau_{6,0}} + \bar{K}\Phi \right) \right]. \quad (108)$$

Более строгий вывод выражения (108) дает для числового коэффициента значение $2/3$ вместо $5/6$. Учитывая также, что $t_{\text{пер.о}}/\tau_{6,0} \ll 1$, получим

$$\beta_v = 1 - \left(\frac{1}{\tau_{6,0}} + \bar{K}\Phi \right) t_{\text{пер.о}} \left(1 - \frac{2}{3} t_{\text{пер.о}} \bar{K}\Phi \right) \quad (109)$$

вместо ранее полученного $\beta_v = 1 - t_{\text{пер}} \left(\frac{1}{\tau_{6,0}} + \bar{K}\Phi \right)$, откуда следует, что время переноса $t_{\text{пер}}$ при облучении уменьшается. Скорость этого уменьшения, равная $dt_{\text{пер}}/d\Phi = -\frac{2}{3} t_{\text{пер.о}}^2 \bar{K}$, тем больше, чем больше его начальное значение. Поэтому эффект изменения $t_{\text{пер}}$ в результате снижения τ наиболее ярко выражен у низкочастотных транзисторов и практически полностью отсутствует у высокочастотных.

Произведение коэффициента передачи тока базы B на граничную частоту этого коэффициента в соответствии с выражением (100) обратно пропорционально времени переноса $t_{\text{пер}}$. Поэтому по характеру изменения величины этого произведения можно судить и о характере изменения $t_{\text{пер}}$ при облучении транзисторов. В табл. 7 приведены величины этого произведения для нескольких экземпляров маломощных сплавных германиевых $p-n$ и $p-n-p$ транзисторов как до, так и после облучения их быстрыми нейтронами.

Таблица 7

Изменение величины произведения $B \cdot f_B$
сплавных германиевых транзисторов при облучении

Структура транзистора	$B_0 \cdot f_{B0}$ кгц	Φ , ней- трон/см ² 10^{14}	$B\Phi \cdot f_{B\Phi}$ кгц	$\frac{B\Phi \cdot f_{B\Phi}}{B_0 \cdot f_{B0}}$
$p-n-p$	2520	1	4150	1,65
	5170	1	9150	1,77
	8750	1	13370	1,53
	2010	1,2	2940	1,46
$n-p-n$	785	0,65	1340	1,70
	1080	0,65	1780	1,65
	1100	0,65	1710	1,55

Величина произведения $B \cdot f_B$, как следует из таблицы, возросла в среднем в 1,6 раза, что свидетельствует о сокращении времени переноса носителей в базе в результате облучения транзисторов. У сплавно-диффузионных германиевых и диффузионных кремниевых транзисторов из-за градиента концентрации носителей в базе и обусловленного им тянущего поля велика роль дрейфовой составляющей скорости перемещения носителей. В силу этого падение времени жизни инжектированных в базу носителей практически совсем не отражается на времени переноса носителей в таких транзисторах. Произведение $B \cdot f_B$ у них при облучении монотонно убывает.

Изменение времени переноса $t_{\text{пер}}$ в результате уменьшения эффективной толщины базы w_6 , напротив, проявляется главным образом у высокочастотных транзисторов с однородной базой, удельное сопротивление материала которой при облучении возрастает. Эффективная толщина базы у транзисторов меньше технологической. Без учета

обычно очень узкого эмиттерного $p-n$ -перехода она равна

$$w_6 = w_{\text{техн}} - w_{pnk}(\Phi), \quad (110)$$

где $w_{\text{техн}}$ — технологическая толщина базы, а w_{pnk} — протяженность слоя пространственного заряда, зависящая как от приложенного к коллекторному переходу напряжения, так и от удельного сопротивления материала базы. Величина w_{pnk} не остается постоянной при облучении, а увеличивается по мере снижения концентрации основных носителей в материале базы. Ее изменения могут быть выражены и экспериментально определены с помощью измерения коллекторной емкости.

Зависимость концентрации основных носителей от интегрального потока излучения при не слишком больших изменениях последнего можно представить простым соотношением

$$n_n(\Phi) = n_{n0} - K_p \Phi, \quad (111)$$

где n_{n0} — начальная концентрация основных носителей и K_p — коэффициент, характеризующий скорость их удаления.

Используя известное выражение для ширины резкого $p-n$ -перехода [192] и учитывая соотношение (111), получаем

$$w_{pnk}(\Phi) = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\psi_k - U)}{q(n_{n0} - K_p\Phi)}}, \quad (112)$$

а так как в рассматриваемом диапазоне интегральных потоков $K_p\Phi \ll n_{n0}$, то с хорошей точностью

$$w_{pnk}(\Phi) = w_{pnk0} \left(1 + \frac{1}{2} K_p\Phi/n_{n0}\right), \quad (113)$$

где w_{pnk0} — ширина $p-n$ -перехода при $\Phi = 0$.

Используя в соотношении для коэффициента переноса неосновных носителей β_v выражение для $t_{\text{пер}}$ (98) с учетом (113), получим:

$$\beta_v = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{w_6^2}{D_6\tau_6} \left(1 - \frac{w_{pnk0}K_p\Phi}{w_6n_{n0}} + \tau_6\bar{K}\Phi - \frac{\tau_6w_{pnk0}\bar{K}K_p\Phi^2}{w_6n_{n0}}\right). \quad (114)$$

Проанализируем это выражение. Его производная $d\beta_v/d\Phi$ равна

$$\frac{d\beta_v}{d\Phi} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{w_6^2}{D_6\tau_6} \left(\tau_6\bar{K} - \frac{w_{pnk0}K_p}{w_6n_{n0}} - \frac{2\tau_6w_{pnk0}\bar{K}K_p\Phi}{w_6n_{n0}}\right). \quad (115)$$

Сразу после начала облучения, т. е. при $\Phi \approx 0$, эта производная отрицательна, так как обычно $\tau_6 \bar{K} \gg w_{pnk0} K_p / w_6 n_{n0}$, и потому коэффициент β_v в полном соответствии с вышеизложенным линейно уменьшается при облучении. Однако по мере увеличения интегрального потока излучения скорость радиационного уменьшения β_v постепенно падает и при

$$\Phi = \frac{w_6 n_{n0}}{2w_{pnk0} K_p} - \frac{1}{\tau_6 \bar{K}} \quad (116)$$

становится равной нулю. Дальнейшее облучение вызовет увеличение β_v и соответственно увеличение коэффициента

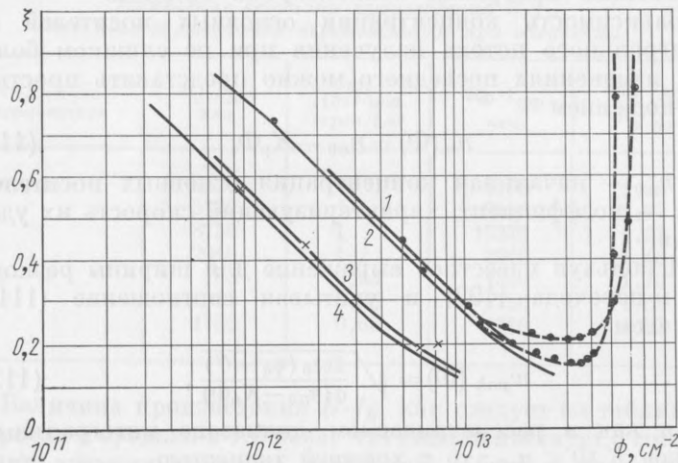


Рис. 51. Зависимость относительного коэффициента передачи тока базы от интегрального потока быстрых нейтронов для германиевых $p-n-p$ -высокочастотных (1 и 2) и низкочастотных (3 и 4) мощных ($P_{\text{расс}} = 10 \text{ вт}$) транзисторов.

передачи тока базы B . Этот процесс расширения коллекторного перехода, который внешне проявляется в кажущемся восстановлении усилительных свойств транзистора, заканчивается в итоге «проколом» базы или, иначе говоря, смыканием эмиттерного и коллекторного переходов. Экспериментальные зависимости $\xi = F(\Phi)$ для сплавных германиевых $p-n-p$ -транзисторов, иллюстрирующие anomальное поведение их при сильном облучении, приведены на рис. 49 для маломощных, а на рис. 51 для мощных приборов с различными граничными частотами f_a .

4. ВЛИЯНИЕ РЕКОМБИНАЦИИ В $p-n$ -ПЕРЕХОДЕ НА КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ ТОКА В ТРАНЗИСТОРАХ

Во многих случаях нельзя не считаться еще с одним механизмом воздействия проникающего излучения на коэффициент передачи тока эмиттера α . Этот механизм заключается в монотонном падении эффективности эмиттера как инжектора неосновных носителей в базу и обусловлен ростом скорости рекомбинации носителей в эмиттерном $p-n$ -переходе. Роль этого механизма в изменении усилительных параметров транзисторов заметно возрастает и даже становится основной в области малых рабочих токов.

Саа, Нойс и Шокли [198] показали, что полный ток через переход в общем случае может быть представлен суммой нескольких составляющих: электронного тока, дырочного тока и рекомбинационного тока ($I_{\text{рек}}$). Поэтому для эффективности эмиттера γ , скажем для транзистора со структурой $p-n-p$, в общем случае следует записать

$$\gamma = \frac{I_p}{I_p + I_n + I_{\text{рек}}} = \frac{1}{1 + \frac{I_n + I_{\text{рек}}}{I_p}}, \quad (117)$$

где I_p — дырочная и I_n — электронная составляющие полного тока эмиттера, равные соответственно

$$I_p = \frac{qp_n D_p}{w_6} (e^{\frac{qU_{\text{эб}}}{kT}} - 1) \quad (118)$$

и

$$I_n = \frac{qn_p D_n}{L_n} (e^{\frac{qU_{\text{эб}}}{kT}} - 1). \quad (119)$$

Авторы работы [198] показали, что объемная рекомбинационная составляющая полного тока через $p-n$ -переход, смещенный в прямом направлении, может быть выражена следующим образом:

$$I_{\text{рек}} = \frac{qn_p w_{pn} A_{pn}}{\sqrt{\tau_{n0} \tau_{p0}}} \cdot \frac{2 \operatorname{sh} \left(\frac{qU_{\text{эб}}}{2kT} \right)}{\frac{q}{kT} (\psi_k - U_{\text{эб}})} f(b), \quad (120)$$

где $f(b) = \int_0^{\infty} \frac{dz}{z^2 + 2bz + 1}$ и

$$b = e^{-\frac{qU_{\text{эб}}}{2kT}} \operatorname{ch} \left[\frac{(E_t - E_i)}{kT} + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}} \right].$$

Здесь E_i — уровень Ферми материала с собственной проводимостью; E_t — энергетический уровень ловушек для рекомбинационно-генерационных центров; A_{pn} — площадь $p-n$ -перехода; ψ_h — диффузионный потенциал $p-n$ -перехода; τ_{n0} , τ_{p0} — время жизни соответственно электронов и дырок в сильно легированных материалах.

Пренебрегая в выражении (117) ввиду малости электронной составляющей тока и раскрывая значение $I_{\text{рек}}$, получаем

$$\gamma = \left[1 + \frac{2qn_i w_{pn} \operatorname{sh}(qU_{\text{эб}}/2kT)}{\sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}} q/kT (\psi_h - U_{\text{эб}})} f(b) \right]^{-1}. \quad (121)$$

Поскольку числитель второго слагаемого пропорционален $\exp(qU_{\text{эб}}/2kT)$, а его знаменатель — $\exp(qU_{\text{эб}}/kT)$, то с увеличением приложенного к переходу напряжения $U_{\text{эб}}$ величина этого слагаемого стремится к нулю, а эффективность эмиттера γ — к единице.

При облучении время жизни носителей в $p-n$ -переходе $\tau_{pn} = \sqrt{\tau_{n0}\tau_{p0}}$ монотонно уменьшается, стремясь в пределе к очень малой величине. В результате этого процесса величина второго слагаемого в выражении (121) может оказаться сравнимой с единицей при напряжении $U_{\text{эб}}$, при котором ею до облучения можно было пренебречь.

На рис. 52 [199] изображены рассчитанные по формуле (121) и экспериментальные зависимости величины коэффициента передачи тока эмиттера $\alpha = F(I_{\text{э}})$ для германиевого сплавного транзистора ОС-44 до и после облучения различными интегральными потоками нейтронов. В силу того обстоятельства, что собственная концентрация носителей в кремнии примерно в $1,5 \cdot 10^3$ раз ниже, чем в германии при комнатной температуре, можно ожидать, что аналогичные эффекты в кремниевых транзисторах будут наблюдаться при плотностях тока эмиттера, также примерно на три порядка превышающих приведенные на рис. 52,

В выражение для $I_{\text{рек}}$ (120) входят несколько сомножителей, экспоненциально зависящих от напряжения на переходе, $U_{\text{эб}}$, но имеющих различный числовой коэф-

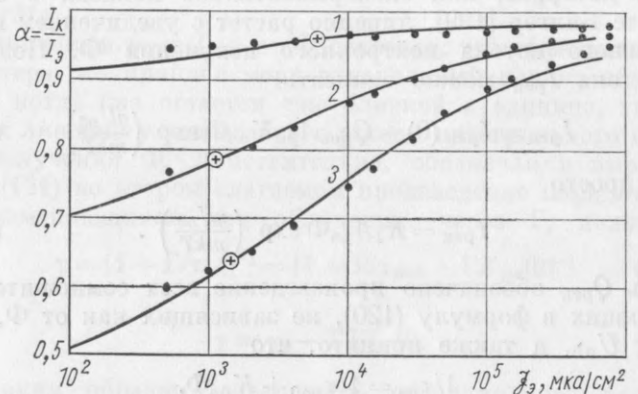


Рис. 52. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (точки) зависимости величины α от плотности тока эмиттера до (1) и после облучения нейтронами $1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (2) и $3,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (3) для германиевого $p-n-p$ -транзистора ОС44. Эти зависимости были «сшиты» между собой в точках $\oplus$.

фициент пропорциональности. Поэтому его экспериментально измеряемая зависимость может быть в общем случае описана выражением вида

$$I_{\text{рек}} = I_{\text{рек.о}} \exp(qU_{\text{эб}}/mkT), \quad (122)$$

где m не точно равно 2, как это можно было бы ожидать из формулы (120), а находится в диапазоне $1 \leq m \leq 2$ [200].

Гобен в своей работе [201], а в последнее время и Бейкер [202] экспериментально показали, что при нейтронном облучении кремниевых транзисторов увеличение объемной составляющей рекомбинационного тока в эмиттерном $p-n$ -переходе в диапазоне сравнительно небольших плотностей тока ($10^{-3} \div 10^{-1} \text{ а/см}^2$) практически целиком определяет радиационное изменение коэффициента передачи тока эмиттера α . При этом $m \approx 1,5$ (табл. 8).

Если пренебречь (что вполне допустимо) изменением подвижности носителей при облучении и их концентрацией в равновесном состоянии, то в выражениях (120)

и (121) для $I_{рек}$ и γ окажется только один параметр, зависящий от интегрального потока излучения. Это время жизни носителей в $p-n$ -переходе τ_{pn} , обратная величина которого, как экспериментально показал в своей работе Билгер [199], линейно растет с увеличением интегрального потока нейтронного излучения Φ . Поэтому для тока $I_{рек}$ можно записать

$$I_{рек} = I_{рек}(0) + Q_{рек} A_{pn} K_{pn} \Phi \exp\left(\frac{qU_{эб}}{mkT}\right) \quad (123)$$

или просто

$$I_{рек} = K_I A_{pn} \Phi \exp\left(\frac{qU_{эб}}{mkT}\right). \quad (124)$$

Здесь $Q_{рек}$ обозначено произведение всех сомножителей, входящих в формулу (120), не зависящих как от Φ , так и от $U_{эб}$, а также принято, что

$$1/\tau_{pn} = 1/\tau_{pn0} + K_{pn}\Phi.$$

Коэффициент K_I в (124) по величине составляет несколько единиц на $10^{-22} \text{ (a/cm}^2\text{)/(нейтрон/cm}^2\text{)}$. Усредненные его значения для некоторых типов транзисторов приведены в табл. 8.

Таблица 8

Экспериментально определенные коэффициенты m и K_I
для некоторых типов серийных транзисторов

Тип транзистора	Конструкция транзистора	Структура	m	K_I , $10^{22} \text{ a/cm}^2\text{/нейтрон/cm}^2$
2N914 SF2523 SF2524 A2409	Планарный, эпитаксиальный	$n-p-n$	1,5 1,5 1,5 1,52	3,3 3,3 3,3 4,7
2N718A 2N1613	Планарный	$n-p-n$	1,47 1,47	6,0 6,0
2N498	Меза транзистор	$n-p-n$	1,45	6,4
2N336 2N338	Выращенный из расплава	$n-p-n$	1,56 1,64	5,5 5,5
2N1989	Диффузионный	$n-p-n$	1,38	6,8
2N327A	Сплавной	$p-n-p$	1,42	—

Усредненные по всем типам транзисторов, за исключением сплавного $p-n-p$, эти коэффициенты равны: $\langle m \rangle = 1,49$, $\langle K_I \rangle = 5,1 \cdot 10^{-22} \text{ (a/cm}^2\text{)/(нейтрон/cm}^2\text{)}$ для случая облучения быстрыми нейтронами с энергией более 0,01 Мэв.

Линейный рост $I_{рек}$ от Φ означает, что эффективность эмиттера, по крайней мере в начальный период облучения, когда она остается еще близкой к единице, также будет линейно уменьшаться с ростом интегрального потока излучения Φ . Действительно, обозначая в выражении (121) во втором слагаемом произведение параметров, не изменяющихся при облучении, через Γ , получаем

$$\gamma = [1 + \Gamma/\tau_{pn}]^{-1} = [1 + \Gamma/\tau_{pn0} + \Gamma K_{pn}\Phi]^{-1} \quad (125)$$

или

$$\gamma \approx \gamma_0 - \Gamma K_{pn} \Phi. \quad (126)$$

Таким образом, совершенно очевидно, что рассмотренный дополнительный механизм деградации коэффициента передачи тока эмиттера α обуславливает такую же зависимость его от Φ , что и основной процесс рекомбинации неравновесных носителей в базе. В силу этого обстоятельства зачастую оказывается весьма трудно разделить экспериментально эти эффекты, особенно в такой области плотностей токов, в которой γ близка по величине к единице. Последнее является одной из причин появления ошибок в экспериментальном определении коэффициента радиационного снижения времени жизни неосновных носителей K для материала базы по результатам облучения транзисторов. В этом случае сравнение радиационной стойкости различных транзисторов производят, пользуясь эффективным для всего транзистора в целом коэффициентом, обозначаемым в дальнейшем K' .

5. ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЦИОННОГО ИЗМЕНЕНИЯ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА ОТ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ

Коэффициент радиационного изменения времени жизни неосновных носителей заряда K , который входит во все выражения, определяющие скорость и степень деградации параметров транзисторов при их облучении,

является удобной характеристикой воздействия ядерного излучения на рекомбинационные свойства полупроводниковых материалов. Выше уже отмечалось, что во всем практически интересном диапазоне интегральных потоков излучения коэффициент K можно принимать постоянным, при этом для времени жизни при облучении будет иметь место следующая зависимость:

$$1/\tau = 1/\tau_0 + K\Phi. \quad (127)$$

Она была подтверждена многочисленными экспериментами как по облучению собственно материала, так и по облучению полупроводниковых приборов, по изменению параметров которых можно было прямым или косвенным образом определить изменение τ [203].

На рис. 53 приведена зависимость величины τ от интегрального потока быстрых нейтронов со спектром, приведенным к спектру деления, для ряда образцов кремния с дырочной проводимостью с различными удельными сопротивлениями в пределах нескольких десятков ом на сантиметр и одного образца с электронной проводимостью и удельным сопротивлением порядка сотен ом на сантиметр [204]. Время жизни в экспериментах по облучению этих образцов определялось как по скорости спада фотопроводимости, так и по величине стационарной фотопроводимости. Аналогичные результаты были получены в этой работе и на диодах, изготовленных на основе кремния с дырочной проводимостью.

Линейная зависимость $1/\tau$ от Φ была обнаружена и при облучении германия как нейтронами [204—207], так и γ -квантами [208—210].

Тем не менее при достаточно больших дозах облучения линейная зависимость (127) может нарушаться. Об этом, в частности, свидетельствуют результаты Инуиши и Матцуура [211] по облучению γ -квантами насыщенного кислородом кремния, приведенные на рис. 54, и результаты Стритмана [212] по γ -облучению германия.

Величина коэффициента K определяется многими факторами, в том числе скоростью введения рекомбинационных центров в запрещенную зону, их рекомбинационными свойствами (например, сечениями захвата ими электронов и дырок), а также их эффективностью, иначе говоря, уровнем заполнения их электронами, зависящим от положения уровня Ферми по отношению к энергетическим уровням этих центров. Математически коэффициент K

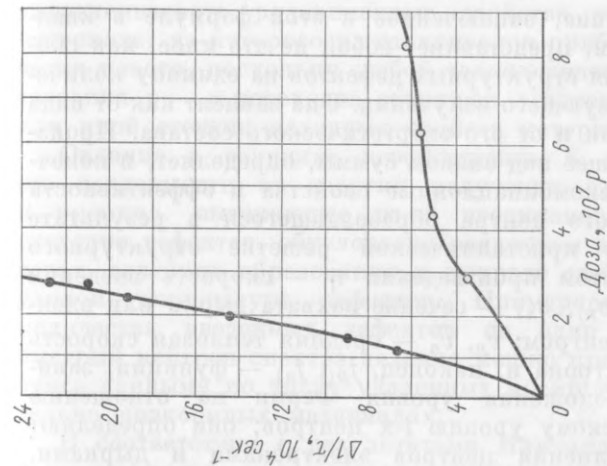


Рис. 54. Зависимость приращения величины $1/\tau$ от дозы γ -излучения для кремния, выращенного из расплава (○), и кремния, полученного бестигельной зонной плавкой (●).

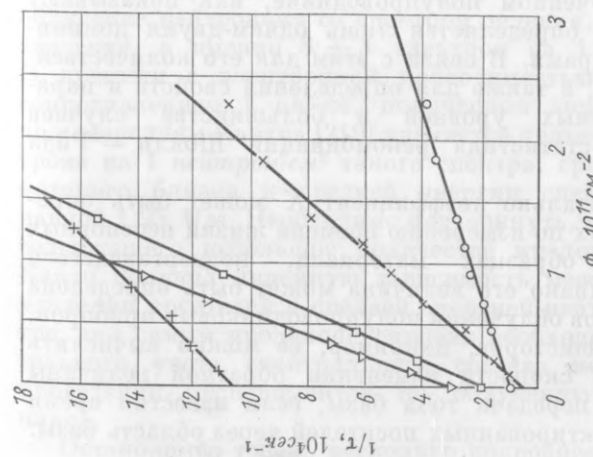


Рис. 53. Зависимость величины $1/\tau$ от интегрального потока быстрых нейтронов для кремния с электронной проводимостью (○) и нескольких образцов кремния с дырочной проводимостью (▽, ×, □, +), отличающихся начальной концентрацией носителей [204].

может быть в общем случае выражен следующей формулой:

$$K = [N_A \sigma_d(E) \bar{v}(E)] \sum_i^n \eta_i (\sigma_{pi} \bar{v}_p f_{ni} + \sigma_{ni} \bar{v}_n f_{pi}). \quad (128)$$

Произведение, заключенное в этой формуле в квадратные скобки, представляет собой не что иное, как скорость введения структурных дефектов на единицу количества воздействующего излучения. Она зависит как от вида излучения, так и от его энергетического состава. Произведение, стоящее под знаком суммы, определяет, в конечном итоге, рекомбинационные свойства и эффективность того или иного центра образовавшегося в результате появления в кристаллической решетке структурного дефекта. В этом произведении η_i — скорость введения i -го центра; σ_{pi} , σ_{ni} — сечение захвата дырки или электрона этим центром; $\bar{v}_p$, $\bar{v}_n$ — средняя тепловая скорость дырки и электрона и, наконец, f_{pi} , f_{ni} — функции, зависящие от положения уровня Ферми по отношению к энергетическому уровню i -х центров; они определяют степень заполнения центров электронами и дырками.

Несмотря на то, что при облучении в запрещенную зону вводится целая система уровней [213, 214], время жизни в облученном полупроводнике, как показывают эксперименты, определяется лишь одним-двумя доминирующими центрами. В связи с этим для его количественного описания, а также для определения свойств и параметров вводимых уровней в большинстве случаев привлекается статистика рекомбинации Шокли — Рида [215].

Экспериментально коэффициент K может быть определен из данных по измерению времени жизни неосновных носителей в образцах материала, подвергающегося облучению. Однако его величина может быть определена и из результатов облучения полупроводниковых приборов. В случае транзисторов, например, ее можно вычислить из данных по скорости изменения обратной величины коэффициента передачи тока базы, если известно время переноса инжектированных носителей через область базы:

$$K = 1/t_{\text{пер}} \frac{d(1/B)}{d\Phi}. \quad (129)$$

В использовании полупроводниковых приборов для определения K есть свои положительные и отрицательные

стороны. Сравнительная простота техники эксперимента, возможность дистанционного измерения в процессе облучения и получение большой статистики — вот главные преимущества использования приборов. Однако полученное таким образом значение коэффициента K будет характеризовать радиационные свойства уже не того материала, из которого изготавливался прибор, а фактически нового, поскольку любой технологический процесс создания $p-n$ -переходов сопряжен с изменением в той или иной степени исходных свойств материала.

Отличие в величине коэффициента K и характере его зависимости от энергии излучения для германия и кремния, вытекающее из-за неодинаковой скорости введения дефектов, обусловлено различием в их атомных весах, сечениях образования и природе стабильных при данной температуре дефектов. Примерное сравнение количества введенных дефектов на один рассеянный быстрый нейтрон спектра деления можно провести, пользуясь данными по числу удаленных носителей в сравнительно низкоомных материалах.

В соответствии с результатами Клиланда [216, 217] в германии n -типа с удельным сопротивлением порядка нескольких ом на сантиметр на 1 нейтрон/см² удаляется в среднем 3,2 электрона. Биндер [218], проводивший облучение нейтронами со спектром деления, дает большее значение, а именно 8 ± 1 электрон на 1 нейтрон/см². В кремнии с электронной проводимостью и удельным сопротивлением 1 ом·см, полученном зонной плавкой, по измерениям Кантца [219] удаляется примерно 11,5 электрона на 1 нейтрон/см² такого спектра, средняя энергия которого близка к средней энергии спектра деления, равной 1,95 Мэв. Необходимо подчеркнуть, что для такого содержащего небольшое количество кислорода кремния Кантц получил линейную зависимость между скоростью удаления носителей и средней энергией нейтронов в спектре, тем самым продемонстрировав необходимость внимательного учета спектрального состава нейтронов при проведении экспериментов по облучению полупроводников.

Остановимся теперь несколько подробнее на характерных особенностях германия и кремния.

Германий. Одними из первых опубликованных значений K для германия, полученных при облучении транзисторов в реакторе, были значения, полученные Мессенд-

жером и Спраттом [220]. Они нашли, что для сплавных транзисторов со структурой $p-n-p$ $K = (2,0 \pm 0,8) \cdot 10^{-8}$ (сек·нейтрон/см²)⁻¹, а для транзисторов со структурой $n-p-n$ $K = (4,2 \pm 0,7) \cdot 10^{-8}$ (сек·нейтрон/см²)⁻¹. В обоих случаях удельное сопротивление материала базы было близко к 2 ом·см. Облучение приборов проводилось ими в реакторе МТР для испытания материалов, на импульсной критической сборке «Годива» в Лос-Аламосе [221], а также нейтронами, получаемыми из бериллиевой мишени, при бомбардировке ее ускоренными до 20 Мэв дейтонами. Однако во всех случаях результаты приводились к потоку нейтронов с энергией более 4 кэв и спектром, близким к спектру установки «Годива». Поскольку авторами работы [220] основное внимание было уделено сплавным транзисторам, для диффузионных транзисторов с неоднородно легированной базой они привели лишь ориентировочное значение K , которое на порядок превышало его величину для сплавных и было равно $2,0 \cdot 10^{-7}$ (сек·нейтрон/см²)⁻¹. Позднее в работе Тейлора [222] такое соотношение между величинами K для сплавных и диффузионных (сплавно-диффузионных транзисторов) было еще раз подтверждено.

Мессенджер и Спратт привели не только значения коэффициента K , но и параметры тех рекомбинационных уровней, которые были ответственны за изменение времени жизни в германии n - и p -типа. Анализируя зависимости обратных величин коэффициента передачи тока от уровня инжекции для различных интегральных потоков нейтронов, они пришли к заключению, что уровни должны быть расположены на $0,23 \pm 0,02$ эв ниже дна зоны проводимости и обладать следующими сечениями захвата дырок и электронов: $\sigma_p = 10^{-15}$ см² и $\sigma_n = 4 \cdot 10^{-15}$ см².

Позднее Мессенджер в своей работе [188], используя другую методику, нашел, что в германиевых транзисторах с любой структурой при средних и высоких уровнях инжекции доминируют уровни, расположенные на 0,18 эв ниже дна зоны проводимости. При незначительных уровнях инжекции начинают играть роль уровни с энергией активации 0,24 эв.

Сечения захвата дырок уровнем $E_c - 0,18$ эв оказались равными $\sigma_p = 1,1 \cdot 10^{-15}$ см² для $p-n-p$ -сплавных маломощных транзисторов 2N404 и $\sigma_p = 2,5 \cdot 10^{-15}$ см² для $n-p-n$ -сплавных транзисторов 2N1308. Сечения захвата электронов значительно ниже и соответственно

равны $\sigma_n = 5,9 \cdot 10^{-16}$ см² и $\sigma_n = 2,8 \cdot 10^{-16}$ см². На основании этих данных Мессенджер пришел к выводу, что вводимые облучением центры отрицательно заряжены по отношению к захватываемой дырке и нейтральны по отношению к электрону.

Для коэффициента K в том случае, когда рекомбинация протекает на центрах одного типа, уровни которых, так же как и уровень Ферми, расположены в верхней половине запрещенной зоны, можно записать:

$$K = \frac{dN_t}{d\Phi} \bar{v}_p \sigma_p \frac{1 + \Delta n/n_0}{1 + n_1/n_0 + \Delta n/n_0}, \quad (130)$$

где $dN_t/d\Phi$ — скорость введения рекомбинационных центров; n_0 — равновесная концентрация электронов; $\Delta n/n_0$ — уровень инжекции или возбуждения неравновесных носителей и n_1 — концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с E_i — уровнем рекомбинационных центров.

Из (130) следует, что в сильно легированном германии n -типа, в котором все рекомбинационные центры заполнены, коэффициент K должен иметь максимальное значение, не зависящее от концентрации носителей:

$$K_{\text{макс}} = \frac{dN_t}{d\Phi} \bar{v}_p \sigma_p. \quad (131)$$

Это предельное значение K должно быть у материала, в котором уровень Ферми на несколько kT выше уровня $E_i = E_c - 0,18$ эв, т. е. когда концентрация носителей превышает 10^{17} см⁻³. По-видимому, у транзисторов с неоднородно легированной базой, концентрация носителей в которой на границе с эмиттером может превышать 10^{17} см⁻³, коэффициент K близок к своему предельному максимальному значению.

На рис. 55 приведены сводные данные по величинам $1/K$ [187], иллюстрирующие экспериментально обнаруженную зависимость K от концентрации электронов. Почти симметричный вид ее относительно собственной концентрации означает, что с точки зрения скорости радиационного изменения τ нельзя указать на какое-либо преимущество одного типа проводимости перед другим. Поэтому радиационная стойкость, по крайней мере сплавных, $p-n-p$ - и $n-p-n$ -германиевых транзисторов практически одинакова.

Найденное Мессенджером положение уровней в запрещенной зоне практически совпадает с положением уровней, обнаруженных многими авторами при облучении собственно самого германия как нейтронами [205, 224, 225], так и γ -квантами от кобальтового источника [208, 210]. Некоторое отличие заключается лишь в величине энергии активации уровней, расположенных в нижней

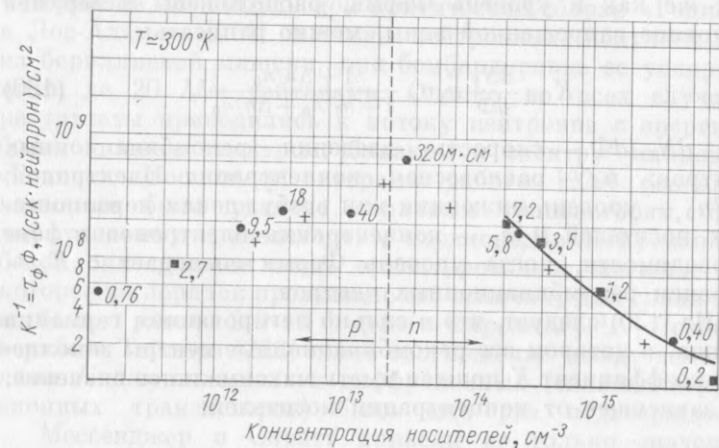


Рис. 55. Зависимость величины $1/K$ от равновесной концентрации электронов в германии: + [205, 206], ● [223], ■ [189] (цифрами указано удельное сопротивление материала, ом·см).

половине запрещенной зоны. Шарендо и Смирнов [226] дают для этих уровней значение $E_i = E_v + 0,26$ эв. Кертис и Крофорд [73] приходят к выводу, что эти уровни расположены либо на 0,36 эв, либо на 0,28 эв выше края валентной зоны в зависимости от типа легирующей примеси (Sb или As соответственно). В экспериментах, в которых обнаруживались уровни только в нижней половине запрещенной зоны, время жизни с увеличением уровня возбуждения не падало, а росло. Кертис [227], анализируя такую противоречивую совокупность результатов, получаемых при облучении германия, при которой в экспериментах проявляют себя то одни уровни, то другие, сделал предположение, что и те и другие уровни, т. е. $E_{ia} = E_v + (0,24 - 0,36)$ эв и $E_{ib} = E_c - (0,18 - 0,2)$ эв, в действительности активны. Однако их активность не одинакова и определяется уровнем инжекции или возбуждения. При очень малых уровнях

($10^{-4} \leq \Delta n/n_0 \leq 10^{-3}$), имеющих место в экспериментах, когда τ определяется по спаду фотопроводимости, доминируют уровни в нижней половине запрещенной зоны. Время жизни, связанное с этими уровнями, растет с увеличением отношения $\Delta n/n_0$. С другой стороны, время жизни, связанное с уровнями $E_c - 0,2$ эв, непрерывно падает с ростом $\Delta n/n_0$ и при некотором значении $\Delta n/n_0$ становится определяющим.

Для времени жизни, связанного с глубокими уровнями, в соответствии со статистикой рекомбинации Шокли — Рида можно записать:

$$\tau_a = (p_{1a} + \Delta n) / C_{na} N_{ta} (n_0 + \Delta n). \quad (132)$$

А для уровней $E_c - 0,2$ эв выражение для τ_b имеет вид:

$$\tau_b = (n_0 + n_{1b} + \Delta n) / C_{pb} N_{tb} (n_0 + \Delta n), \quad (133)$$

где $C_n = \bar{v}_n \sigma_n$ и $C_p = \bar{v}_p \sigma_p$.

Результирующее время жизни будет равно $\tau = (1/\tau_a + 1/\tau_b)^{-1}$ или

$$\tau = \left[\frac{C_{na} N_{ta} (n + \Delta n)}{p_{1a} + \Delta n} + \frac{C_{pb} N_{tb} (n_0 + \Delta n)}{n_0 + n_{1b} + \Delta n} \right]^{-1}. \quad (134)$$

Последняя зависимость $\tau = F(\Delta n/n_0)$ в относительном масштабе для $n_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $p_{1a} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и двух значений n_{1b} ($2 \cdot 10^{15}$ и $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) приведена на рис. 56. На нем же нанесен ход зависимостей $1/\tau_a$ и $1/\tau_b$ от $\Delta n/n_0$. Нетрудно видеть, что для всех $\Delta n/n_0 \geq 8\%$ время жизни почти целиком определяется уровнями $E_c - 0,2$ эв и падает с ростом отношения $\Delta n/n_0$.

При электронном и γ -облучении германия также было обнаружено появление в запрещенной зоне уровней $E_c - 0,2$ эв ($E_c - 0,22$ эв, по последним данным А. В. Спицына [228]). Однако сечение захвата ими дырок оказалось небольшим. Наиболее вероятная величина его близка к $4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [206], что почти на порядок меньше сечения аналогичных центров, введенных нейтронным излучением.

Бертолотти и Сетте высказали предположение [229], что указанное различие в величине сечения связано не с различной природой образующихся при нейтронном и γ -облучении дефектов, а обусловлено дополнительным рекомбинационным эффектом разупорядоченных областей — скоплений дефектов, возникающих при облучении

нейтронами. Полагая, что процессы рекомбинации на простых дефектах и их скоплениях независимы, можно для времени жизни в электронном материале записать:

$$\frac{1}{\tau} = C_p N_t \left(\frac{n_0}{n_0 + n_1} \right) + \frac{C_{rp} N_r n_0}{n_0 + (C_{rp}/C_{rn}) p_0'} \quad (135)$$

Здесь первое слагаемое отражает процесс рекомбинации на простых дефектах, а второе — на их скоплениях.

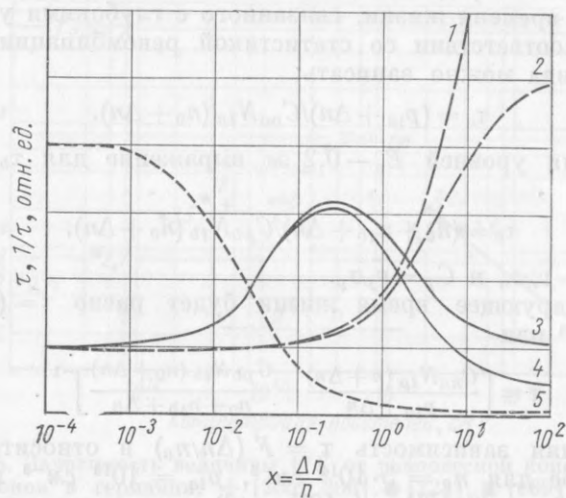


Рис. 56. Зависимость времени жизни неосновных носителей в германии от уровня инжекции в присутствии двух активных уровней рекомбинации при условии $n_0 = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $p_{1a} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $1/\tau_a = 4/\tau_b$:

1 — $1/\tau_b$ ($n_{1b} = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$); 2 — $1/\tau_b$ ($n_{1b} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$);
3 — τ ($n_{1b} = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$); 4 — τ ($n_{1b} = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$);
5 — $1/\tau_a$.

В этом выражении N_t — концентрация простых дефектов, а N_r — их скоплений или разупорядоченных областей. Вероятности захвата дырок C_{rp} и электронов C_{rn} скоплениями дефектов соответственно равны $C_{rp} = f \pi r_{\text{эф}}^2 \bar{v}_p$ и $C_{rn} = f \pi r_{\text{эф}}^2 \bar{v}_n$, где $r_{\text{эф}}$ — эффективный радиус условно сферических скоплений, а f — коэффициент, который учитывает относительную эффективность скоплений дефектов как рекомбинационных центров, по сравнению с простыми дефектами. Через p_0' в формуле (135) обозначена равновесная концентрация дырок в объеме скоплений.

По данным Бертолотти и Сетте, она равна $2,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Авторы работы [229] показали, что при значении $f = 9 \cdot 10^{-2}$ удается удовлетворительно связать между собой большинство результатов, полученных Клиландом и Кертисом при облучении германия γ -квантами от кобальтового источника, нейтронами реактора и нейтронами с энергией 14 Мэв.

Кремний. Уже ранние опубликованные Мессенджером и Спраттом [220] значения коэффициента K для кремния n - и p -типа, равные соответственно $K = (3,9 \pm 1,1) \cdot 10^{-7}$ и $K = (3,6 \pm 1,2) \cdot 10^{-7} (\text{сек} \cdot \text{нейтрон}/\text{см}^2)^{-1}$, говорили о том, что любой по типу проводимости кремний в радиационном отношении существенно менее стоек по сравнению с таким же по проводимости германием (2 ом·см). Было также показано [204], что коэффициент K для кремния, используемого для изготовления полупроводниковых приборов, относительно нечувствителен, ни к изменению концентрации основных носителей, ни к изменению уровня инжекции неравновесных носителей. Он изменяется всего лишь в 3—4 раза при изменении проводимости материала и уровня инжекции на 3—4 порядка.

Впоследствии Мессенджер [188] по температурному ходу величины, обратной коэффициенту передачи тока базы, пришел к заключению, что в n -кремнии доминирующими рекомбинационными центрами являются центры с уровнями $E_c - 0,18 \text{ эв}$, а в p -кремнии с $E_v + 0,3 (0,27) \text{ эв}$. Вычисленные им сечения захвата носителей этими уровнями оказались равными $\sigma_p = 5,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2$; $\sigma_n = 7,0 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ для $E_c - 0,18 \text{ эв}$ и $\sigma_p = 6,4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $\sigma_n = 2,9 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ для $E_v + 0,30 \text{ эв}$.

Эти уровни были обнаружены также многими авторами в облученном нейтронами, электронами и γ -квантами кремнии, полученном по методу Чохральского и содержащем большое количество атомов растворенного кислорода ($\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$) [232, 233, 236]. Некоторые сведения о сечениях захвата носителей этими уровнями приведены в табл. 9.

В γ -облученном легированном фосфором «бескислородном» кремнии ($< 10^{16}$ атомов кислорода в 1 см^3) доминирующую роль начинают играть E -центры, представляющие собой ассоциации вакансий с атомами фосфора и имеющие уровни $E_c - 0,4 \text{ эв}$ [50]. Некоторые данные о сечениях захвата носителей E -центрами приведены в той же таблице. Скорость их введения является функ-

Свойства доминирующих рекомбинационных центров в облученном кремнии

Материал; его характеристика	Вид излучения, энергия	Метод эксперимента	Положение уровня, эв	Скорость введения, см ⁻¹	Сечение захвата дырок, 10 ⁻¹⁴ см ²	Сечение захвата электронов, 10 ⁻¹⁶ см ²	Литература
FZ150 (p)	Co ⁶⁰	$1/\tau = F(\Phi)$ $\tau = F(1/T)$	$E_c - 0,17$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	1,5	1,8	[230]
CZ85 (p)		То же	$E_c - 0,17$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	1,4	2,4	[230]
CZ40 (n)			$E_c - 0,17$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	1,5	—	[230]
FZ50 (n)			$E_c - 0,40$	$1,5 \cdot 10^{-4}$	1,1	—	[230]
FZ250 (n)			$E_c - 0,40$	$\ll 10^{-4}$	1,1	—	[230]
FZ70 (n)			$E_c - 0,40$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	4,0	—	[230]
FZ77 (n)			$E_c - 0,17$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	1,0	—	[231]
FZ77 (n)			$E_c - 0,40$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	9,0	—	[231]
FZ32 (n)			$E_c - 0,17$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	1,0	—	[231]
FZ32 (n)			$E_c - 0,40$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	9,0	—	[231]
CZ7 (n)			$E_c - 0,16$	0,18	—	—	[232]
CZ7 (n)	Электроны (0,7 Мэв)	$\tau = F(1/T)$ $R_{хол} = F(1/T)$	$E_v + 0,31$	0,18	2,8	1	[232]
CZ5 (p)			$E_v + 0,29$	0,005	—	—	[232]
CZ5 (p)							
CZ5 (p)	Нейтроны реактора	$R_{хол} = F(1/T)$	$E_c - 0,16$	0,005	—	—	[233]
CZ5 (p)			$E_v + 0,3$ ($\pm 0,01$)	0,35	—	9,5	[233]
CZ5 (p)			$E_v + 0,16$	0,35	—	—	[233]
CZ (n)	Co ⁶⁰	Спектр фотопроводимости	$E_c - 0,16$	0,35	2,5	—	[234]
CZ (n)	Электроны (Sr ⁹⁰ — Y ⁹⁰)	$R_{хол} = F(1/T)$	$E_c - 0,16$	0,35	4,0	1,0	[235]
FZ300 (n)	Co ⁶⁰	$R_{хол} = F(1/T)$	$E_c - 0,16$	$9,4 \cdot 10^{-4}$	—	—	[236]
FZ1500 (n)			$E_c - 0,16$	$7,5 \cdot 10^{-4}$	—	—	[236]
FZ1000 (n)			$E_v + 0,27$	$7,5 \cdot 10^{-4}$	—	—	[236]
FZ10000 (p)			$E_v + 0,27$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	—	—	[236]
CZ —			$E_c - 0,16$	0,001	—	—	[237]
FZ (0,09—13,7) (n)			$E_c - 0,17$	$(0,5—1,5) \cdot 10^{-3}$	—	—	[237]
FZ (0,09—13,7) (n)			$E_c - 0,40$	от $1,5 \cdot 10^{-5}$ до $3,5 \cdot 10^{-3}$ в зависимости от концентрации фосфора	—	—	[237]
CZ7 (p)			$E_v + 0,35$	10^{-4}	—	—	[239]
CZ16 (p)			$E_v + 0,35$	$0,85 \cdot 10^{-4}$	—	—	[239]
CZ180 (p)			$E_v + 0,35$	10^{-4}	—	—	[239]
FZ5 (p)	Нейтроны реактора	$R_{хол} = F(1/T)$ и спектры фотопроводимости	$E_v + 0,21$	$5 \cdot 10^{-5}$	—	—	[239]
FZ15 (p)			$E_v + 0,21$	$2 \cdot 10^{-5}$	—	—	[239]
FZ50 (p)			$E_v + 0,28$	$\ll 10^{-5}$	—	—	[239]
FZ110 (p)			$E_c - 0,16$	?	—	$\sim 10^{-5}$	[51]
FZ110 (p)			$E_v + 0,45$	?	—	$\sim 10^{-3}$	[51]
FZ110 (p)			$E_v + 0,38$	0,8	—	$5 \cdot 10^{-3}$	[51]
FZ110 (p)			$E_v + 0,30$	0,08	—	3	[51]
C (1—12) (p)			$E_v + 0,3$ ($\pm 0,01$)	—	—	—	[51]

Продолжение табл. 9

Материал; его характеристика	Вид излучения, энергия	Метод эксперимента	Положение уровня, эв	Скорость введения, см ⁻¹	Сечение захвата дырок, 10 ⁻¹⁴ см ²	Сечение захвата электронов, 10 ⁻¹⁶ см ²	Ли- тера- тура
C (1—12) (p)	Электроны (1 Mev)		$E_v \pm 0,27$ ($\pm 0,01$) $E_v \pm 0,25$ ($\pm 0,01$) $E_v \pm 0,21$ ($\pm 0,01$) $E_v \pm 0,19$ ($\pm 0,01$)	5,2·10 ⁻² — 3,4·10 ⁻² 7,3·10 ⁻³	— — — —	— — — —	[51] [51] [51] [51]
? (n)	Нейтроны ре- актора	$B = F(1/T)$ в транзисторах	$E_c - 0,18$	?	5,5·10	7·10 ⁻¹⁴	[188]
? (p)			$E_v \pm 0,30$	?	0,6	2,9·10 ⁻¹⁵	[188]

Примечание. В таблице приняты следующие обозначения: FZ — кремний, полученный бестигельной плавкой в вакууме; CZ — кремний, полученный по методу Чохральского с содержанием кислорода 10¹⁷—10¹⁸ см⁻³; цифры указывают на удельное сопротивление (ом·см), буква в скобках указывает тип проводимости.

цией относительного содержания фосфора и кислорода [238].

Появление уровней $E_c - 0,4$ эв, соответствующих E -центрам, было отмечено в кремнии, облученном нейтронами, электронами и γ -квантами, однако данные о сечениях захвата приводятся лишь для случаев облучения γ -квантами и электронами, поскольку они, как центры рекомбинации, при облучении нейтронами не наблюдались. В работе Штейна [241] приведены сечения захвата дырок рекомбинационными центрами, вводимыми в кремний n -типа нейтронным и γ -облучением. Они оказались равными $\sigma_p = 1,9 \cdot 10^{-14}$ см² для γ -облучения и $\sigma_p = 7,7 \cdot 10^{-14}$ см² для нейтронного облучения. Положение уровней в работе не определялось, но поскольку в обоих случаях облучался «бескислородный» кремний, можно предполагать, что эти сечения относятся к E -центрам.

Аналогичная ситуация, как это видно из табл. 9, имеет место и для сечений захвата носителей A -центрами ($E_c - 0,17$ эв): сечения центров, вводимых нейтронным излучением, всегда больше сечений тех же центров, обнаруживаемых в γ -облученном материале. Это обстоятельство дает основания предполагать, подобно тому, как это сделали Бертолотти и Сетте для германия, что в облученном нейтронами кремнии рекомбинация протекает почти исключительно на скоплениях дефектов, а не на простых центрах, которые также вводятся нейтронным облучением и проявляют себя по зависимости времени жизни от $1/T$.

Именно этим Штейн объясняет различный характер отжига дефектов и различие в температурной зависимости скорости введения дефектов, образующихся при нейтронном и γ -облучении. В первом случае скорость их исчезновения в процессе отжига плавно увеличивается с повышением температуры, а во втором случае отжиг становится заметным и затем быстро протекает только после нагрева до некоторой «пороговой» температуры.

Скорость введения дефектов в экспериментах Штейна или, точнее, коэффициент K при нейтронном облучении не зависел от температуры в диапазоне температур 70—300° К и был равен $5,8 \cdot 10^{-6}$ (нейтрон/см²)⁻¹·(сек)⁻¹ для нейтронов с энергией более 10 кэв и спектром, близким к спектру деления. В случае γ -облучения от источника Co⁶⁰ коэффициент K был равен $2,8 \cdot 10^{-10}$ (γ -квант/см²)⁻¹·(сек)⁻¹

для температуры 300° К и уменьшался при снижении температуры образцов в процессе облучения. Образцы кремния в обоих случаях были легированы фосфором и имели удельное сопротивление 6 ом·см.

В подтверждение сделанного предположения говорят также и последние результаты Кертиса [242], который показал, что скорость изменения времени жизни в кремнии при нейтронном облучении не зависит ни от типа легирующей примеси, ни от концентрации кислорода, а определяется лишь типом проводимости и концентрацией основных носителей.

Для описания результатов Кертиса Мессенджер [243] предложил модель с двумя уровнями, допуская при этом возможность представления всех активных для рекомбинации уровней двумя дискретными уровнями, один из которых расположен в верхней половине запрещенной зоны, а второй — в нижней. В соответствии с экспериментальными данными параметры этих уровней приняты независимыми от типа примеси и концентрации кислорода, в связи чем они должны быть в равной степени активными для материала и с электронной, и с дырочной проводимостью. Так как они приняты и независимыми между собой, то полное время жизни может быть определено сложением обратных величин «парциальных» времен жизни, связанных с каждым уровнем в отдельности, т. е.

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} = K\Phi. \quad (136)$$

Полное выражение для коэффициента K в соответствии со статистикой рекомбинации Шокли — Рида будет иметь вид

$$K = \frac{1}{\frac{1}{C_{p1}R_1} \left(\frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} \right) + \frac{1}{C_{n1}R_1} \left(\frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} \right)} + \frac{1}{\frac{1}{C_{p2}R_2} \left(\frac{n_0 + n_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} \right) + \frac{1}{C_{n2}R_2} \left(\frac{p_0 + p_1 + \Delta n}{n_0 + p_0 + \Delta n} \right)}. \quad (137)$$

Здесь, как и ранее, n_0 и p_0 — равновесные концентрации электронов и дырок; n_1 , p_1 , n_2 и p_2 — концентрации электронов и дырок, когда уровень Ферми совпадает с положениями рекомбинационных уровней, в данном случае уровнем 1 и уровнем 2; Δn — неравновесная концентрация носителей, а $C_{p1}R_1$, $C_{n1}R_1$, $C_{p2}R_2$ и $C_{n2}R_2$ —

произведения скоростей введения уровней на вероятности захвата ими носителей.

Для малого уровня инжекции, соответствующего экспериментальным результатам Кертиса, выражение (137) упрощается:

$$K_n = \frac{C_{p1}R_1}{1 + n_1/n_0} + \frac{C_{p2}R_2}{1 + \frac{C_{p2}}{C_{n2}} \cdot \frac{p_2}{n_0}} \quad (138)$$

для n -материала и

$$K_p = \frac{C_{n1}R_1}{1 + \frac{C_{n1}}{C_{p1}} \cdot \frac{n_1}{p_0}} + \frac{C_{n2}R_2}{1 + p_2/p_0} \quad (139)$$

для p материала.

Статистические данные Кертиса были использованы Мессенджером для определения положения в запрещенной зоне этих двух «усредненных» уровней и других их характеристик, входящих в выражения для коэффициентов K_n и K_p . Оказалось, что верхний уровень расположен на 0,265 эв ниже дна зоны проводимости, а нижний — на 0,31 эв выше края валентной зоны. Интересно отметить, что положение нижнего уровня совпало с фактически наблюдаемым уровнем в облученном p -кремнии. Другие характеристики имеют следующие числовые значения:

$$C_{p1}R_1 = 0,37 \cdot 10^{-6} \text{ (сек} \cdot \text{нейтрон/см}^2\text{)}^{-1};$$

$$C_{n1}R_1 = 0,40 \cdot 10^{-5} \text{ (сек} \cdot \text{нейтрон/см}^2\text{)}^{-1};$$

$$C_{n2}R_2 = 0,68 \cdot 10^{-5} \text{ (сек} \cdot \text{нейтрон/см}^2\text{)}^{-1};$$

$$C_{p2}R_2 = 0,76 \cdot 10^{-6} \text{ (сек} \cdot \text{нейтрон/см}^2\text{)}^{-1};$$

$$n_1 = 2,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \text{ и } p_2 = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Подстановка этих значений в выражения (138) и (139) позволяет получить следующие зависимости величин коэффициентов K_n и K_p от его удельного сопротивления:

$$K_p = \frac{1,4 + 8,6 \cdot 10^{-2}\rho + 1,2 \cdot 10^{-3}\rho^2}{1 + 3,8 \cdot 10^{-2}\rho} \quad (140)$$

и

$$K_n = \frac{2,1 + 0,18\rho + 9,0 \cdot 10^{-5}\rho^2}{1 + 1,4 \cdot 10^{-2}\rho} \quad (141)$$

На рис. 57 приведены экспериментальные данные Кертиса и соответствующие им зависимости, представленные выражениями (140) и (141).

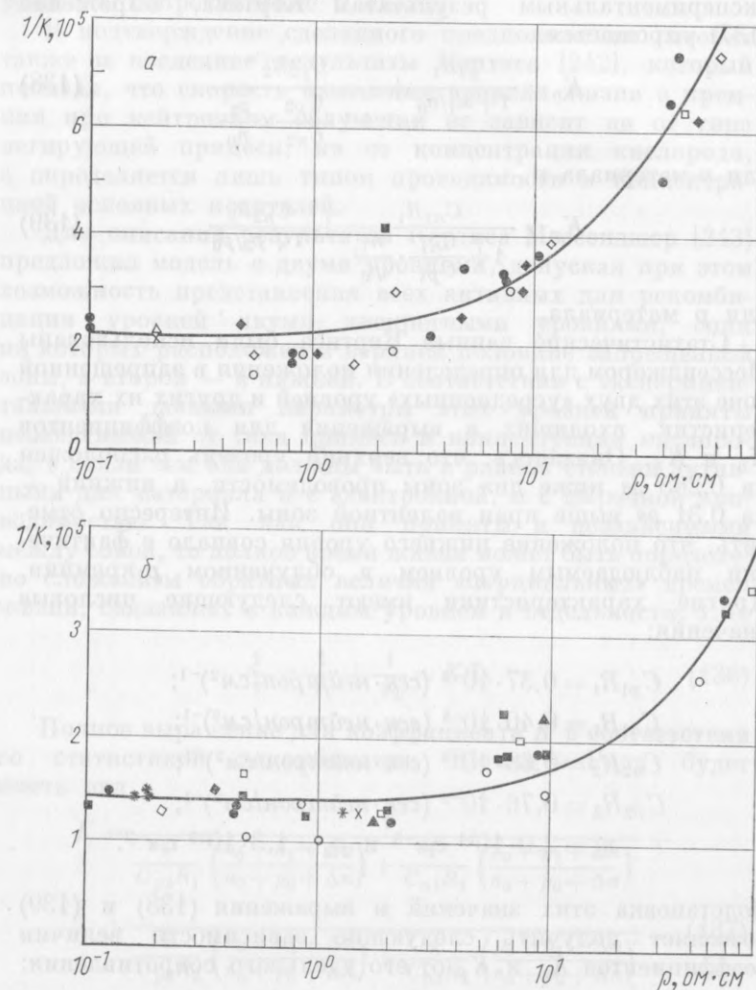


Рис. 57. Зависимость величины $1/K$ в кремнии от удельного сопротивления при нейтронном облучении для образцов с дырочной (а) и электронной (б) проводимостью (для нескольких экземпляров образцов).

Определенные Мессенджером константы уровней позволили ему построить зависимости величины, обратной

коэффициенту K , от удельного сопротивления и уровня инжекции $x = \Delta n/n_0$ ($\Delta n/p_0$) для n - и p -типа кремния. Эти зависимости приведены на рис. 58.

Величина $1/K$ по мере снижения удельного сопротивления асимптотически стремится к определенным значениям, зависящим от уровня инжекции, и увеличивается при возрастании последнего. Пределы изменения ее абсолютного значения максимальны для низкого уровня инжекции; при очень высоких уровнях инжекции она не зависит от удельного сопротивления и приближается к значению $10^6 \text{ сек} \cdot \text{нейтрон}/\text{см}^2$. Для материала с низким удельным сопротивлением при малых уровнях инжекции асимптотическое значение коэффициента K равно $(C_{p1}R_1 + C_{p2}R_2)$ в n -кремнии и $(C_{n1}R_1 + C_{n2}R_2)$ в p -кремнии; следовательно, первый несколько более стоек к нейтронному излучению, чем второй.

Температурная зависимость коэффициента K также определяется выражением (137) и вытекает из температурной зависимости концентраций n_1 и p_2 . Окончательные выражения для $K = F(T)$, нормализованные к комнатной температуре T_1 , имеют вид:

$$K_n = \frac{C_{p1}R_1}{\frac{C_{p1}}{C_{n1}} \left(\frac{\Delta n}{n_0 + \Delta n} \right) + 1 + \left(\frac{n_0}{n_0 + \Delta n} \right) \times \left(\frac{n_1}{n_0} \right) D_1} + \frac{C_{n2}R_2}{\frac{C_{n2}}{C_{p2}} + \frac{\Delta n}{n_0 + \Delta n} + \left(\frac{n_0}{n_0 + \Delta n} \right) \times \left(\frac{p_2}{n_0} \right) D_2}; \quad (142)$$

$$K_p = \frac{C_{p1}R_1}{\frac{C_{p1}}{C_{n1}} + \frac{\Delta n}{p_0 + \Delta n} + \left(\frac{p_0}{p_0 + \Delta n} \right) \times \left(\frac{n_1}{p_0} \right) D_1} + \frac{C_{n2}R_2}{\frac{C_{n2}}{C_{p2}} \left(\frac{\Delta n}{p_0 + \Delta n} \right) + 1 + \left(\frac{p_0}{p_0 + \Delta n} \right) \times \left(\frac{p_2}{p_0} \right) D_2}. \quad (143)$$

$$D_1 = T_1 \left(\frac{T}{T_1} \right)^{3/2} \exp \left[38,6 \left(1 - \frac{T_1}{T} \right) \Delta E_1 \right];$$

$$D_2 = T_1 \left(\frac{T}{T_1} \right)^{3/2} \exp \left[38,6 \left(1 - \frac{T_1}{T} \right) \Delta E_2 \right].$$

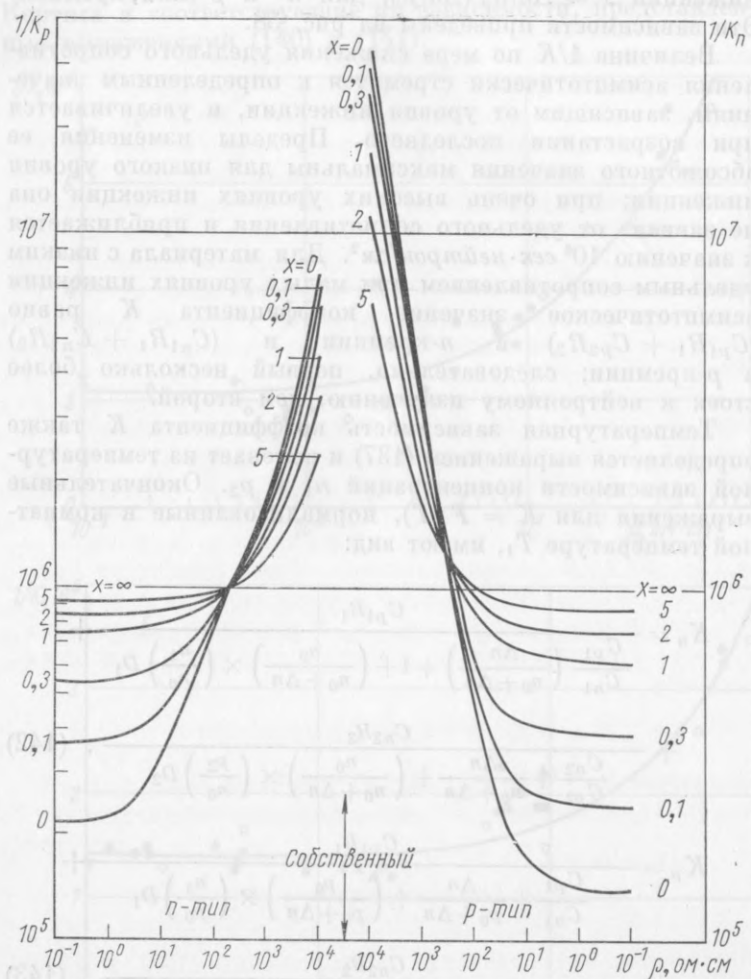


Рис. 58. Расчетные зависимости величины $1/K$ в кремнии при нейтронном облучении от его удельного сопротивления и уровня инжекции неравновесных носителей. При расчете использованы следующие соотношения между равновесной концентрацией носителей и удельным сопротивлением материала: $\rho_n = 5 \cdot 10^{15}/n_0$ и $\rho_p = 2,5 \cdot 10^{16}/p_0$.

Характер температурных зависимостей $1/K$ в функции от обратной температуры для некоторых частных значений удельного сопротивления и уровня инжекции

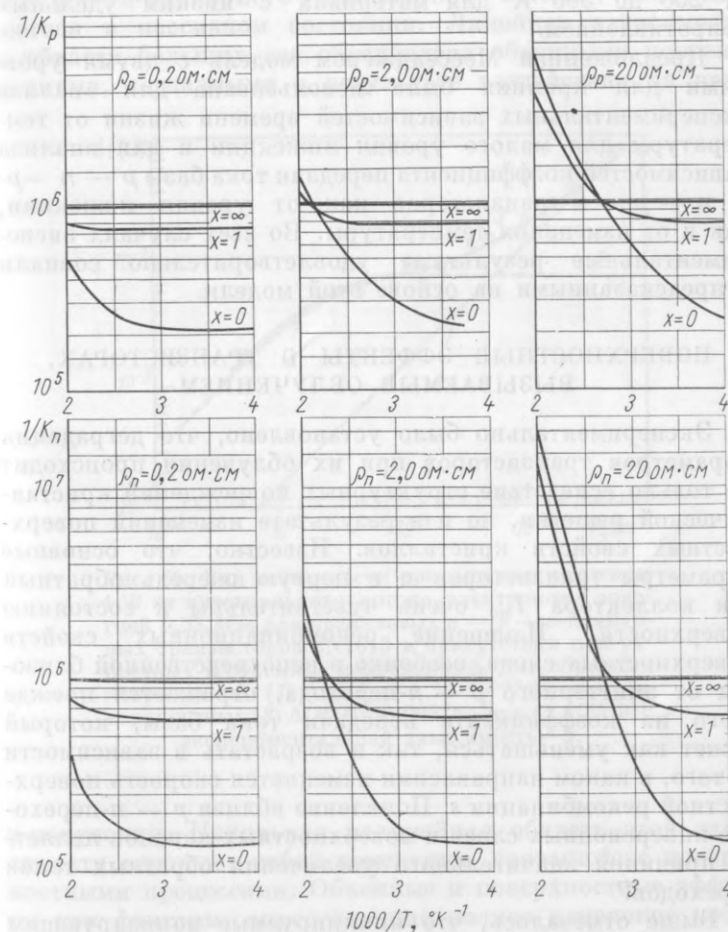


Рис. 59. Температурные зависимости величины $1/K$ в кремнии при нейтронном облучении для некоторых значений удельного сопротивления и уровня инжекции неравновесных носителей.

ясен из рис. 59. При увеличении уровня инжекции коэффициент K при низких температурах уменьшается, а при высоких возрастает. Пределы температурного изменения коэффициента K зависят и от удельного сопротивления.

Его величина существенно изменяется при изменении температуры, если удельное сопротивление велико, и, наоборот, коэффициент K мало меняется в диапазоне от 250 до 500° K для материала с низким удельным сопротивлением.

Предложенная Мессенджером модель с двумя уровнями для кремния была использована для анализа экспериментальных зависимостей времени жизни от температуры для малого уровня инжекции и для анализа зависимостей коэффициента передачи тока базы $p-n-p$ и $n-p-n$ -транзисторов как от уровня инжекции, так и от изменения температуры. Во всех случаях экспериментальные результаты удовлетворительно совпали с предсказанными на основе этой модели.

6. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТРАНЗИСТОРАХ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ ОБЛУЧЕНИЕМ

Экспериментально было установлено, что деградация параметров транзисторов при их облучении происходит не только вследствие структурных повреждений кристаллической решетки, но и в результате изменений поверхностных свойств кристаллов. Известно, что основные параметры транзисторов и в первую очередь обратный ток коллектора $I_{ко}$ очень чувствительны к состоянию поверхности. Изменение рекомбинационных свойств поверхностных слоев, особенно в непосредственной близости от эмиттерного $p-n$ -перехода, отражается прежде всего на коэффициенте передачи тока базы, который может как уменьшаться, так и возрастать в зависимости от того, в каком направлении изменяется скорость поверхностной рекомбинации s . Появление вблизи $p-n$ -переходов инверсионных слоев и поверхностных каналов является причиной значительного увеличения обратных токов переходов.

Выше отмечалось, что инициируемые ионизирующим излучением поверхностные процессы проявляют себя при небольших уровнях облучения, обычно еще недостаточных для появления существенных объемных повреждений. Что касается коэффициента передачи тока базы, то для его изменения, обусловленного поверхностными процессами, характерным является насыщение, чего, однако, нельзя сказать об имеющих ту же природу изменениях обратного тока коллектора.

На рис. 60 изображена типичная зависимость величины, обратной коэффициенту передачи тока базы, от дозы γ -излучения для высокочастотного кремниевого $n-p-n$ -планарного транзистора 2N1613, облучавшегося в пассивном состоянии. Линейная зависимость в области больших доз обусловлена объемными повреждениями, созданными в результате воздействия на него

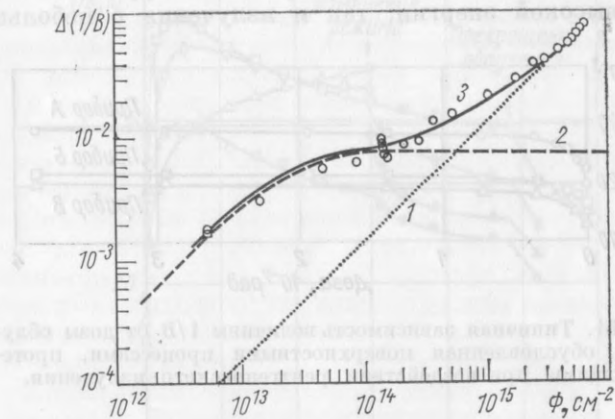


Рис. 60. Вид зависимости приращения величины $1/B$ от интегрального потока электронов с энергией 0,53 Мэв для кремневых $n-p-n$ -планарных транзисторов 2N1613 в присутствии поверхностных и объемных повреждений. Для объемных повреждений (1) $\Delta(B^{-1}) = 1,56 \cdot 10^{-17} \Phi$; для поверхностных (2) $\Delta(B^{-1}) = 0,008[1 - \exp(-4 \cdot 10^{14} \Phi)]$; экспериментальная зависимость — 3.

γ -излучения. Начальная нелинейная область этой зависимости отражает собой изменения, связанные с поверхностными процессами. Объемные и поверхностные эффекты как факторы, определяющие полное изменение коэффициента передачи тока базы, в первом приближении можно считать независимыми друг от друга. Поэтому если из суммарного эффекта вычест его объемную составляющую, как это сделано на рис. 60, то можно получить дозовую зависимость поверхностной составляющей полного эффекта. Эта составляющая очень быстро нарастает и затем достигает насыщения на некотором уровне. Для ее аналитического представления Браун

244] использовал экспоненциальную функцию, приведенную на рис. 60.

Специально поставленные эксперименты с целью изучения природы поверхностных эффектов показали [245], что в основе их лежат ионизационные явления в оксидном слое кристалла и в окружающей среде. Именно поэтому они в равной степени эффективно возникают как при воздействии на приборы ионизирующего излучения высокой энергии, так и излучения с небольшой

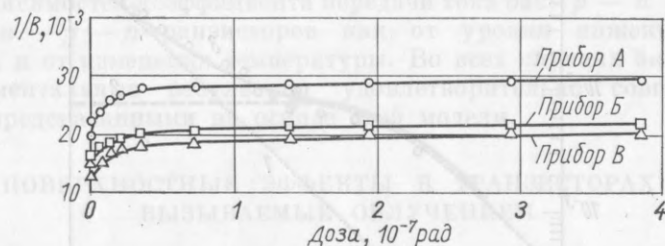


Рис. 61. Типичная зависимость величины $1/B$ от дозы облучения, обусловленная поверхностными процессами, протекающими при воздействии рентгеновского излучения.

энергией, неспособного вызвать объемные повреждения. На рис. 61 приведены результаты облучения тех же транзисторов 2N1613 в поле рентгеновского излучения с энергией 150 кэв, которая недостаточна для того, чтобы при полученных в экспериментах дозах создать объемные повреждения, приведшие к наблюдаемым изменениям коэффициентов передачи тока базы. Эти результаты служат также хорошим подтверждением возможности разделения поверхностных и объемных эффектов в транзисторах по характеру их нарастания от дозы облучения.

Авторы работы [246] обратили внимание на тот факт, что достигаемый при насыщении эффекта уровень и время его достижения при постоянной мощности дозы излучения являются функциями режима работы транзистора при облучении. Из сравнения приведенных на рис. 62 результатов облучения транзисторов как в пассивном состоянии, так и в нормальном рабочем режиме с различными токами коллектора можно заключить, что: 1) изменения коэффициента передачи тока базы транзисторов в активном состоянии, в отличие от пассивного, сначала быстро нарастают, а затем начинают плавно спадать,

также стремясь к некоторому предельному уровню, отличному от нулевого; 2) этот предельный уровень изменения тем меньше, чем больше при прочих равных условиях ток коллектора.

Быстрое начальное нарастание изменений коэффициента передачи тока базы, как было установлено [246],

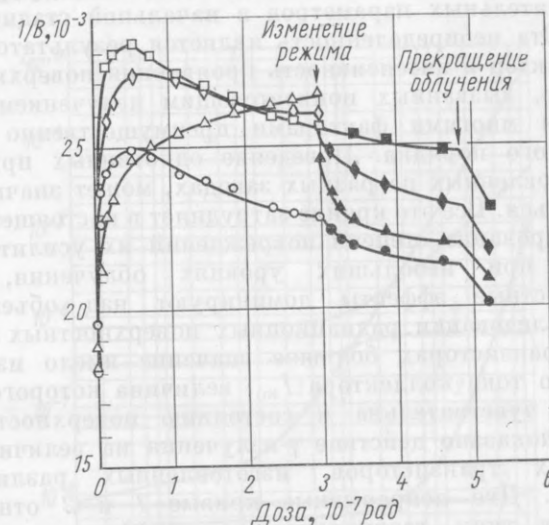


Рис. 62. Влияние электрического режима транзистора на характер изменения коэффициента передачи тока базы B , вызванного воздействием рентгеновского излучения:

$\triangle$ — без режима, $\blacksquare, \blacktriangle, \square, \bullet$ — $U_K = 6$ в, $I_K = 10$ ма;
 $\circ, \diamond$ — $U_K = 6$ в, $I_K = 5$ ма; $\blacklozenge$ — $U_K = 6$ в, $I_K = 20$ ма.

является результатом приложенного к коллекторному переходу обратного напряжения, а последующее частичное восстановление — следствием прямого смещения эмиттерного перехода. Тем самым можно констатировать, что наименьшие изменения усилительных свойств транзисторов, обусловленные радиационными эффектами на поверхности, будут иметь место в том случае, если подвергающиеся облучению приборы находятся в рабочем состоянии с максимально возможным током и одновременно с предельно низким напряжением коллекторного перехода.

На приведенном примере были продемонстрированы лишь наиболее типичные проявления поверхностных процессов в изменении усилительных параметров транзисторов. В общем случае характер их проявления может быть весьма разнообразным. Так, например, нередко случаи, когда у германиевых $p-n-p$ -транзисторов наблюдается не ухудшение, а даже частичное улучшение их усилительных параметров в начальной стадии облучения. Эта неопределенность является результатом того, что характер и интенсивность проявления поверхностных эффектов, вызванных ионизирующим излучением, определяются многими факторами преимущественно технологического порядка. Поведение однотипных приборов, но изготовленных на разных заводах, может значительно различаться. Все это крайне затрудняет в настоящее время прогнозирование степени повреждений их усилительных свойств при небольших уровнях облучения, когда поверхностные эффекты доминируют над объемными.

В исследовании радиационных поверхностных эффектов в транзисторах большое значение имело изучение обратного тока коллектора $I_{ко}$, величина которого чрезвычайно чувствительна к состоянию поверхности. На рис. 63 показано действие γ -излучения на величину $I_{ко}$ некоторых транзисторов, изготовленных различными методами. Две непрерывные кривые 1 и 2 относятся к одному типу газонаполненных диффузионных $n-p-n$ -кремниевых мезатранзисторов. В отсутствие излучения они показали хорошую стабильность и высокую надежность. Они также обладают хорошей радиационной стойкостью по отношению к объемным повреждениям. Однако они оказались очень чувствительными к γ -облучению в режиме обратного смещенного коллекторного перехода, что является результатом поверхностных процессов, вызванных облучением. На этом рисунке можно отметить большой диапазон доз, соответствующих началу интенсивного роста $I_{ко}$ этих транзисторов, а также большой разброс величин $I_{ко}$ для одной и той же дозы облучения. Облучение таких же транзисторов в отсутствие смещения на коллекторном переходе или же предварительно вакуумированных вызвало незначительный рост $I_{ко}$ (кривая 3) вплоть до дозы 10^7 рад. Действие γ -излучения на два трехсотмегагерцовых газонаполненных диффузионных $p-n-p$ -германиевых транзистора показано на том же рисунке пунктирными линиями.

Оказалось, что германиевые транзисторы обладают более одинаковым изменением $I_{ко}$ при γ -облучении [247].

На рис. 64 приведены экспериментальные результаты изменения обратного тока коллектора еще для некоторых типов транзисторов [245].

После прекращения облучения $I_{ко}$ начинает медленно восстанавливать свое значение по закону, близкому

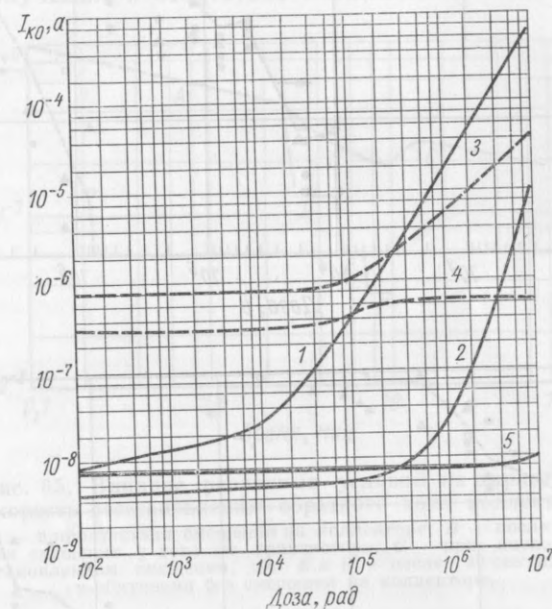


Рис. 63. Зависимость обратного тока коллектора $I_{ко}$ от дозы γ -излучения для нескольких типов транзисторов:

1 и 2 — диффузионные $n-p-n$ -кремниевые мезатранзисторы невакуумированные; 3 — диффузионный $p-n-p$ -германиевый транзистор невакуумированный; 4 — диффузионный эпитаксиальный $p-n-p$ -германиевый транзистор невакуумированный; 5 — диффузионный $n-p-n$ -кремниевый мезатранзистор при нулевом напряжении на коллекторе, либо с напряжением, но вакуумированный.

к описываемому кривой А, приведенной на рис. 65 [247]. Если в процессе этого восстановления с транзистора снять напряжение, то скорость восстановления резко увеличится (кривая В на том же рисунке). Если теперь вновь приложить к коллекторному переходу обратное смещение,

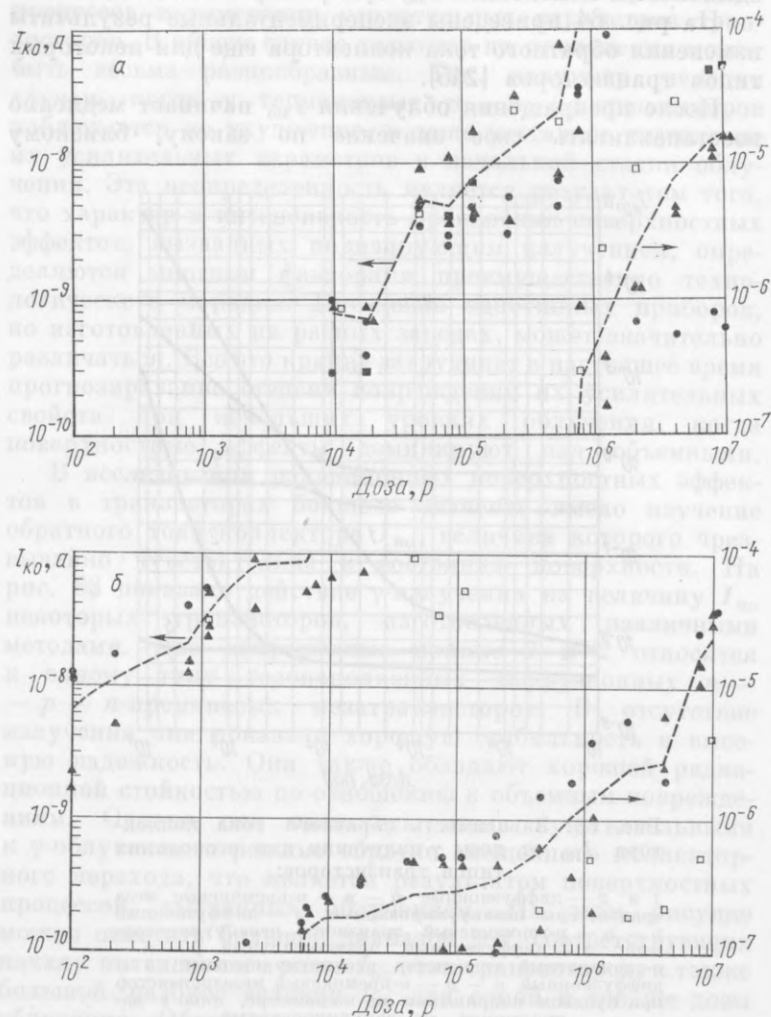


Рис. 64. Зависимость обратного тока коллектора при $U_K = 10$ в от дозы γ -излучения для кремниевого $p-n-p$ меза транзистора 2N1132 (а) и кремниевого $p-n-p$ сплавного транзистора 2N1676 (б) (для нескольких образцов).

то I_{KO} начнет увеличиваться (кривая C), стремясь к значениям, соответствующим продолжению кривой A . Ускорению процесса восстановления I_{KO} могут способствовать многие факторы, одним из которых является само γ -излучение в отсутствие смещения на транзисторе. Участки D , E и F иллюстрируют процесс уменьшения I_{KO} за три последовательных полуминутных интервала облучения в отсутствие смещения. Восстановлению

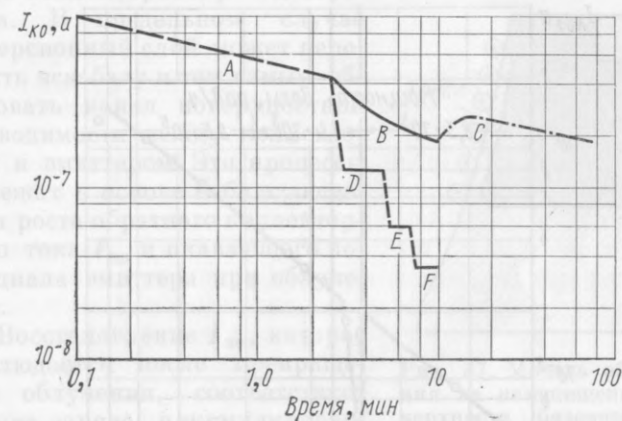


Рис. 65. Влияние различных условий на характер и скорость восстановления обратного тока коллектора: A — в присутствии смещения на коллекторе; B — после снятия смещения у того же транзистора; C — при вновь восстановленном смещении; D , E и F — после 30-секундного γ -облучения без смещения на коллекторе.

I_{KO} способствуют также нагрев до температур порядка 150°C и освещение, особенно ультрафиолетовое, если транзистор не заключен в светонепроницаемый корпус.

Представляет интерес эффект так называемой памяти, обнаруженной как у германиевых, так и у кремниевых транзисторов. Этот эффект заключается в том, что при повторном облучении транзистора, у которого произошло восстановление I_{KO} , возросшего в результате первоначального облучения, обратный ток очень быстро нарастает до значения, достигнутого в конце первого облучения. Транзистор как бы запомнил значение тока I_{KO} , которое у него было перед восстановлением. При дальнейшем облучении I_{KO} продолжает увеличиваться, следуя зависимости от дозы, установившейся в период первого облу-

чения. Пример такой «памяти» приведен на рис. 66 [247]. «Память» не пропадает, если восстановление, полное или частичное, произошло в результате γ -облучения без смещения. Однако нагрев в продолжение нескольких часов при температуре 100°C и выше также без смещения обычно почти полностью стирает «память». После такой термической обработки, если только повреждение транзистора не было очень сильным, чувствительность к изме-

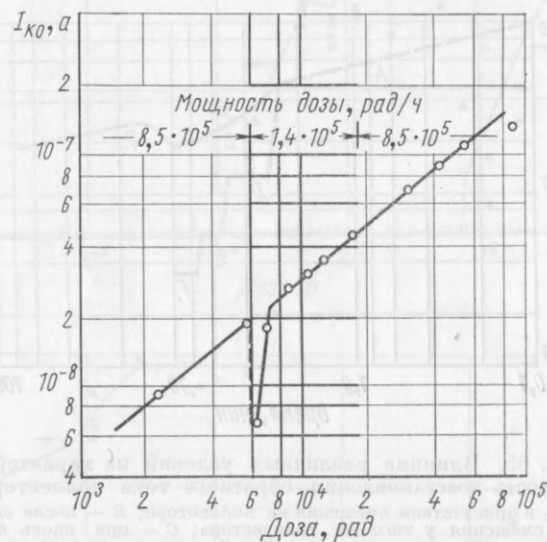


Рис. 66. Эффект «памяти» при γ -облучении транзисторов.

нению обратного тока при последующем облучении оказывается существенно заниженной по сравнению с той, которая имела место при первом облучении.

Большинство наблюдаемых в транзисторах явлений, связанных с поверхностными процессами при облучении, может быть удовлетворительно объяснено с помощью простых моделей, схематически изображенных на рис. 67 [247] и 68 [246]. Модель, показанная на рис. 67, соответствует газонаполненным транзисторам с незащищенной поверхностью. Ионы и электроны, образующиеся под капсулой прибора в результате ионизации газа, собираются под действием электрических полей переходов на противоположно заряженных поверхностях. Этот

процесс может ускоряться или замедляться в зависимости от величины и направления поля между кристаллом транзистора и его металлической капсулой. В $n-p-n$ -транзисторах происходит миграция электронов к коллектору, а положительных ионов к базе. Осаждаясь на поверхности базы, эти ионы образуют инверсионный слой, прилегающий к коллектору и увеличивающий эффективную площадь коллекторного $p-n$ -перехода. В предельном случае инверсионный слой может перекрыть всю базу и тем самым образовать канал поверхностной проводимости между коллектором и эмиттером. Эти процессы и лежат в основе наблюдающегося роста обратного коллекторного тока I_{KO} и плавающего потенциала эмиттера при облучении.

Восстановление I_{KO} , которое наблюдается после прекращения облучения, соответствует потере заряда, аккумулированного на поверхности. Если смещение отсутствует, то ионы не задерживаются собственным полем перехода и диффундируют по поверхности, ликвидируя или уменьшая протяженность каналов и инверсионных слоев. Тот факт, что повторное приложение смещения вновь увеличивает I_{KO} и восстанавливает прежнюю картину, указывает на способность переходов повторно захватывать ионы, которые, по видимому, не покидают поверхности. Ускоренное восстановление при γ -облучении без смещения означает, что поверхностные заряды нейтрализуются образующимися ионами и электронами.

Характерные особенности рассмотренной модели сохраняются и в тех случаях, когда поверхность кремневых транзисторов, как показано на рис. 68, защищена оксидной пленкой. Основное отличие заключается лишь в том, что пленка из двуоксида кремния, являющейся хорошим диэлектриком, препятствует быстрой диссоциации аккумулированных на поверхности зарядов в отсутствие смещения на переходе.

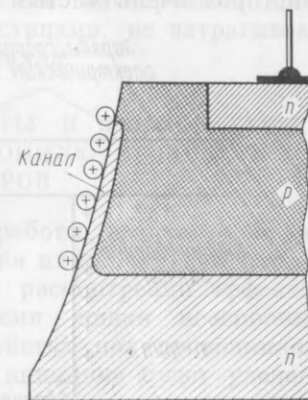


Рис. 67. Модель образования на незащищенной поверхности базового слоя инверсионных слоев и каналов.

Устранения или, по крайней мере, значительного ослабления радиационно-поверхностных эффектов можно, очевидно, достигнуть либо вакуумированием колбы, либо такой обработкой поверхности, которая препятствовала бы накоплению на ней зарядов. Вейсс и Кнокс [248] показали, что обработка поверхности кремниевых транзисторов очень чистым мышьяковисто-сульфидно-иодным

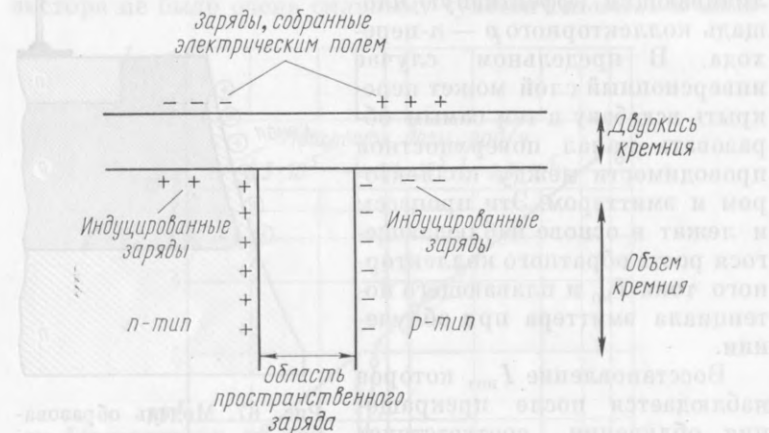


Рис. 68. Модель образования инверсионных слоев в p — n-переходе, защищенного пленкой из двуокиси кремния.

стеклом* с низкой температурой плавления (315° С) дает примерно те же результаты, что и вакуумирование, т. е. способствует значительному снижению скорости роста $I_{ко}$ при γ -облучении.

Повышение стойкости транзисторов в отношении изменения коэффициента передачи тока базы, обусловленного поверхностными процессами, может быть достигнуто также благодаря такой предварительной обработке поверхности базы, которая способствовала бы увеличению скорости поверхностной рекомбинации. Такая обработка, конечно, сопряжена с уменьшением начального значения коэффициента передачи тока базы, однако при этом исключаются его радиационные изменения до того момента, пока не проявят себя радиационные изменения времени жизни инжектированных в базу носителей, обуслов-

* Стекло содержит по весу 24% As, 67% S и 9% I.

ленные структурными повреждениями в объеме. Экспериментальные результаты исследования работы транзисторов при облучении и, в частности, результаты Брюккера [249] свидетельствуют о том, что одним из способов такой обработки может служить облучение поверхности или даже полностью собранного транзистора излучением небольшой энергии — рентгеновским, электронами, протонами или более тяжелыми частицами, не затрагивающим объемную структуру кристалла.

7. ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА РАБОТЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ ОБЛУЧЕНИЯ НА РАДИАЦИОННУЮ СТОЙКОСТЬ ТРАНЗИСТОРОВ

Вопросы влияния режима работы транзисторов на скорость радиационного изменения их параметров частично уже обсуждались ранее при рассмотрении эффектов воздействия излучения на время жизни неосновных носителей и поверхностные свойства полупроводников. В настоящем разделе основное внимание будет уделено некоторым практическим вопросам, которые могут представлять интерес при эксплуатации транзисторов при облучении.

При изучении работы транзисторов в процессе их облучения было обнаружено, что скорость изменения их параметров, приведенная к единице интенсивности излучения, определенным образом зависит от того, находятся ли они в активном или в пассивном состоянии. При этом была выявлена зависимость ее как от величины приложенного к переходам напряжения, так и величины эмиттерного коллекторного тока. Характер этих зависимостей определяется тем, какие по своей природе изменения (поверхностные или объемные) преобладают в данный момент облучения. В случае преобладающего влияния объемных процессов зависимость скорости нарастания последних от величины коллекторного напряжения обуславливается главным образом зависимостью эффективной ширины базовой области от напряжения на коллекторном p — n-переходе. Явления, лежащие в основе этой зависимости, были уже рассмотрены ранее и заключаются в том, что при изменении коллекторного напряжения происходит изменение ширины самого p — n-перехода и, как результат этого, расширение или сокращение ширины базовой области, что,

естественно, соответствующим образом отражается на скорости нарастания радиационных изменений параметров транзисторов.

Рассмотренный эффект по своей величине будет, очевидно, наиболее ярко выражен у высокочастотных сплавных транзисторов. С другой стороны, он практически полностью отсутствует у высокочастотных диффузионных и особенно у эпитаксиальных транзисторов, у которых расширение слоя пространственного заряда p — n -перехода происходит, в основном, в направлении коллектора, а не базы.

Если при облучении транзисторов протекают преимущественно поверхностные процессы, определяющие изменение их усилительных свойств, то скорость изменения последних, как это экспериментально доказано в работе [250], практически совсем не зависит от величины приложенного к коллектору напряжения. Однако его величина при этом очень существенна для скорости изменения

обратного коллекторного тока I_{KO} . На рис. 69 [247] показано увеличение в процессе облучения при скачкообразном возрастании коллекторного напряжения. Как видно из этого рисунка, такому изменению напряжения соответствует сначала скачок тока, а затем увеличение наклона кривой зависимости I_{KO} от дозы. Причина такого явления заключается, вероятно, в том, что большее результирующее поле p — n -перехода способствует, с одной

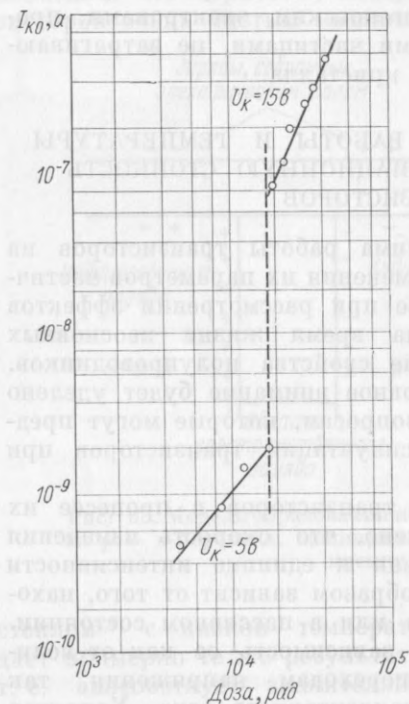


Рис. 69. Влияние коллекторного напряжения на зависимость обратного тока коллектора от дозы γ -излучения.

стороны, такому перераспределению зарядов на поверхности, которое расширяет образовавшийся поверхностный канал в базе, а с другой, — увеличивает эффективность собирания ионов из окружающей среды [247].

На скорость нарастания радиационных изменений усилительных свойств транзисторов как при нейтронном, так и при γ -облучении значительное влияние оказывает

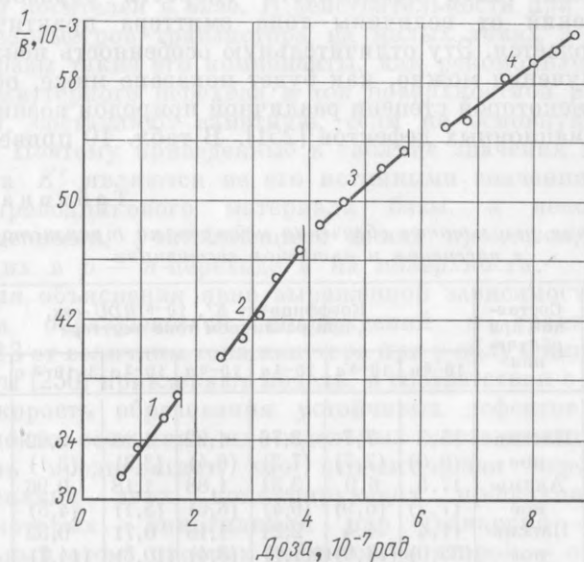


Рис. 70. Влияние электрического режима транзистора на скорость объемных изменений $1/B$, вызванных γ -излучением Co^{60} :

1 — без режима; 2 — $U_K = 20$ в; $I_K = 10^{-6}$ а; 3 — $U_K = 20$ в; $I_K = 10^{-5}$ а; 4 — $U_K = 20$ в; $I_K = 10^{-4}$ а.

величина тока эмиттера, при котором протекает облучение, а также величина того тока, при котором измеряются их параметры. На рис. 70 [250] показано изменение обратной величины коэффициента передачи тока базы n — p — n -кремниевого планарного диффузионного транзистора 2N1613 в процессе γ -облучения при изменении его состояния от пассивного до активного с различным током эмиттера. Из рисунка следует, что с ростом тока скорость изменения коэффициента передачи тока эмиттера (точнее, величина $1 - \alpha_{\Phi}$) значительно уменьшается. По данным работы [72], для указанного типа транзисторов скорость

изменения величины $(1 - \alpha_F)$ при увеличении тока эмиттера от 10^{-6} до 10^{-5} а снижается в среднем почти на 50%, а при увеличении его до 10^{-4} а — еще на 10% по отношению к значению производной $\frac{d}{d\Phi} (1 - \alpha_F)$ при токе 10^{-6} а.

В отличие от γ -облучения при облучении транзисторов нейтронами такой зависимости скорости образования повреждений от величины тока эмиттера практически не наблюдается. Эту отличительную особенность нейтронного облучения можно, как будет показано ниже, объяснить до некоторой степени различной природой возникающих радиационных дефектов [251]. В табл. 10 приведены

Таблица 10

Сравнение результатов облучения нейтронами транзисторов в пассивном и активном состояниях

Тип транзистора	Состояние при облучении	Коэффициент K' , $10^{-6}/RDU \cdot \text{сек}$, при различном токе эмиттера						
		10^{-6} а	10^{-5} а	10^{-4} а	10^{-3} а	10^{-2} а	$3 \cdot 10^{-2}$ а	10^{-1} а
2N1613	Пассивное	15,3 (9,0)	7,7 (7,7)	3,76 (7,2)	1,92 (6,4)	1,16 (3,3)	0,92 (3,1)	—
2N1613	Активное	17,5 (7,7)	6,9 (6,9)	3,31 (6,4)	1,88 (6,6)	1,18 (5,1)	0,96 (4,5)	—
2N916 (планарный эпитаксиальный)	Пассивное	11,4 (33,0)	4,4 (13,9)	2,21 (11,1)	1,15 (8,4)	0,71 (10,3)	0,52 (14,7)	—
2N916	Активное	11,6 (24,2)	4,5 (18,4)	2,11 (15,1)	1,20 (15,0)	0,69 (13,0)	0,51 (16,6)	—
2N708	Пассивное	18,5 (13,4)	6,1 (5,6)	2,92 (5,6)	1,57 (4,1)	1,06 (2,7)	0,82 (11,5)	0,55 (5,5)
2N708	Активное	13,8 (16,2)	5,0 (7,0)	2,46 (5,9)	1,35 (5,8)	0,94 (4,8)	0,77 (5,0)	0,48 (8,3)

Примечание. В активном состоянии при облучении все транзисторы находились в режиме: $U_R = 5$ в, $I_B = 10^{-3}$ а. Цифры в скобках показывают относительную дисперсию, %. RDU — условная единица измерения интегрального потока нейтронов, учитывающая спектральную эффективность создаваемых ими повреждений [252].

экспериментальные данные по облучению нейтронами в пассивном и активном состояниях $n - p - n$ -кремние-

вых транзисторов трех типов, которые иллюстрируют указанное положение.

Значения коэффициентов радиационного изменения времени жизни K' , приведенные в этой таблице, были высчитаны с помощью формулы (96). Тем самым считалось, что изменение обратной величины коэффициента передачи тока базы вызвано исключительно уменьшением времени жизни носителей в базе. В действительности при измерении параметров транзистора на малых токах в полном токе базы такие его компоненты, как рекомбинационный ток эмиттерного перехода и ток поверхностной рекомбинации, составляют заметную, если не основную, долю [249]. Поэтому приведенные в таблице значения коэффициента K' являются не его истинными значениями для полупроводникового материала базы, а некоторыми обобщенными, учитывающими вклад процессов, протекающих в $p - n$ -переходе и на поверхности.

Для объяснения явно выраженной зависимости количества образующихся повреждений в транзисторах 2N1613 от величины тока эмиттера при γ -облучении авторы работы [250] привлекают модель, в соответствии с которой на скорость образования устойчивых дефектов влияет зарядовое состояние их отдельных составляющих. Эта модель предполагает, что относительная вероятность протекания двух конкурирующих процессов, один из которых — аннигиляция пар (вакансия — междоузельный атом) простых дефектов, а второй — образование устойчивых для данной температуры комплексов (например, вакансия — примесный атом), определяется зарядами взаимодействующих между собой партнеров. А их зарядовое состояние, в свою очередь, зависит от физических условий, при которых проводится облучение: температуры, освещения, концентрации неравновесных носителей и др. Так, Штейн [253] наблюдал шестикратное увеличение скорости введения рекомбинационных центров по изменению времени жизни носителей в шестистомном легированном фосфором кремнии при температуре 76°K в том случае, когда образец в процессе γ -облучения дополнительно освещался светом лампы с вольфрамовой нитью накала. Аналогичные эффекты, так или иначе подтверждающие справедливость указанной модели, наблюдали также Уоткинс [59] в электронном кремнии, Кортрайт, Клонтц, Ишино и Митчелл [254—256] в германии.

Приведенные выше результаты показывают, что присутствие электронов, инжектированных в базу $n-p-n$ — n -кремниевых транзисторов в количестве, достаточном для изменения зарядового состояния составляющих простых дефектов, обуславливает снижение скорости протекания доминирующего в обычных условиях процесса образования устойчивых комплексов. Авторы работы [250], однако, подчеркивают, что рассмотренный эффект влияния тока эмиттера на скорость радиационных изменений параметров по своему характеру и величине не является общим для транзисторов, а специфичен для данного конкретного типа, поскольку он должен зависеть от вида полупроводника и типа его проводимости, от концентрации и вида основной легирующей и неконтролируемых примесей, а также от физических условий проведения экспериментов. Для других типов транзисторов с теми же рабочими условиями облучения возможно усиление эффекта, ослабление его, полное отсутствие или даже изменение характера на обратный, т. е. увеличение скорости образования повреждений при облучении в активном состоянии.

Почти полное отсутствие рассмотренного эффекта при облучении полупроводников и полупроводниковых приборов тяжелыми частицами может быть до некоторой степени объяснено образованием более сложных структурных дефектов, например их скоплений.

Большой опыт облучения транзисторов (см. табл. 4) свидетельствует о том, что вне зависимости от того, в каком бы состоянии транзисторы не облучались, в области малых рабочих токов имеют место большие относительные изменения коэффициента передачи тока базы. Хорошей иллюстрацией этого служит рис. 71 [251], на котором приведены относительные зависимости приращения величины, обратной коэффициенту передачи тока базы как функции тока коллектора. Из него, в частности, следует, что особенно сильно выраженная зависимость степени изменения коэффициента передачи тока базы от величины тока коллектора, при которой измеряются параметры, проявляется при облучении нейтронами. Дженре, Глоттин и др. [257] показали, что подобная зависимость имеет место при облучении различных $p-n-p$ - и $n-p-n$ -кремниевых транзисторов нейтронами с энергией 14 Мэв, протонами с энергией 2 Мэв, электронами с энергией 3 Мэв и γ -квантами кобальтового источника. На рис. 72,

73 приведены результаты, полученные Брюккером [249], при облучении кремниевых планарных $n-p-n$ -(2N2102) и $p-n-p$ -(2N1132) транзисторов электронами различной энергии, нейтронами в реакторе и протонами с энергией 16,8 Мэв. Они показывают, что в определенном диапазоне рабочих токов, не превышающих по результатам работы [257] значений, при которых достигается уровень

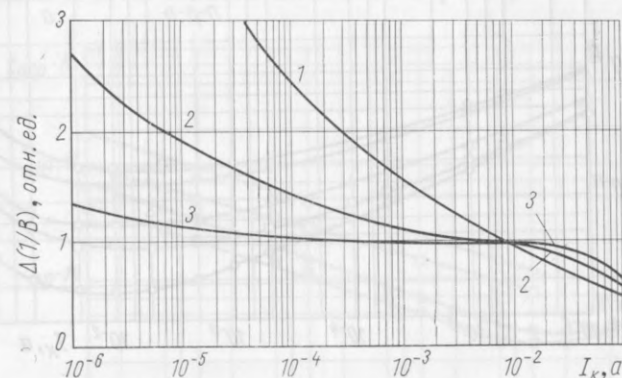


Рис. 71. Относительная (приведенная к току коллектора 10^{-2} а) зависимость приращения величины $1/B$ от величины тока коллектора, при котором производилось измерение B , для облученных нейтронами в пассивном и активном состоянии (1) и γ -квантами в активном (2) и пассивном (3) состоянии кремниевых планарных транзисторов 2N1613.

инжекции, $x = \Delta n/n_0 = 10^{-1} \div 10^{-2}$, зависимость приращения $\Delta(1/B)$ от тока коллектора или эмиттера может быть представлена прямой линией в двойном логарифмическом масштабе с наклоном $-0,25$ ($-0,3$). Тем самым зависимость (97) для коэффициентов передачи токов может быть уточнена следующим образом:

$$\Delta(1-\alpha) \approx \Delta(1/B) = K t_{\text{пер}} (I_{\text{э0}}/I_{\text{э}})^{0,25} \Phi^n. \quad (144)$$

Ток $I_{\text{э0}}$ соответствует уровню инжекции $\Delta n/n_0 = 10^{-2}$ и может быть найден из соотношения

$$I_{\text{э0}} = a A_{\text{pn}}^2 / I_0 t_{\text{пер}},$$

где $a = 1,73 \cdot 10^{-18}$ для Si $n-p-n$, $a = 0,75 \cdot 10^{-18}$ для Si $p-n-p$; I_0 находится экспериментально из зависимости $I_K = I_0 \exp(qU_{\text{эб}}/kT)$, a ; A_{pn} — площадь

эмиттерного перехода, см^2 ; $t_{\text{пер}}$ — время переноса носителей, сек.

В основе рассмотренной зависимости коэффициентов передачи токов облученных транзисторов от их рабочих

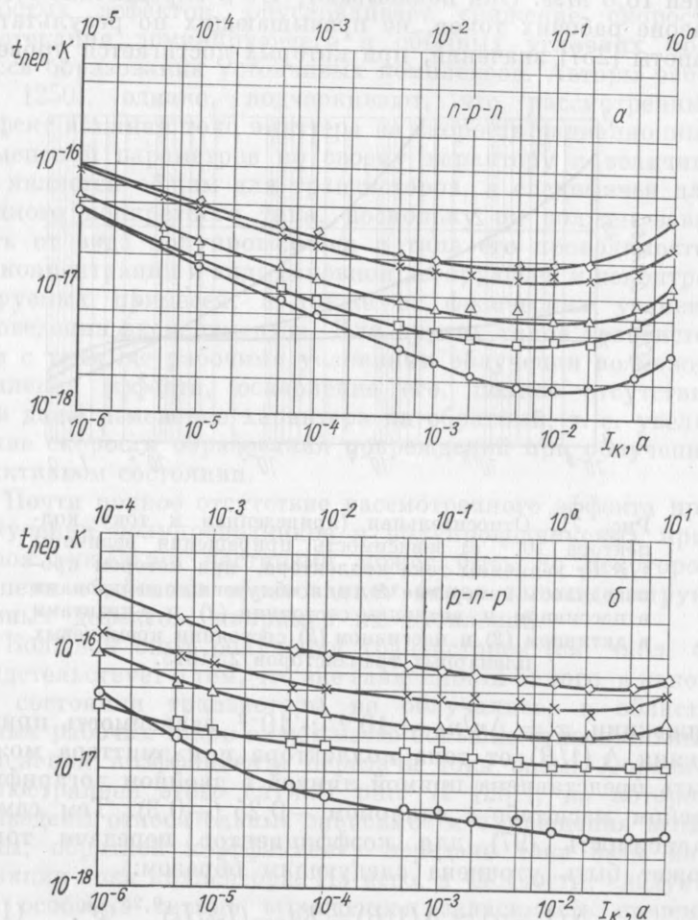


Рис. 72. Зависимость произведения $t_{\text{пер}} \cdot K$ от величины тока коллектора для кремниевых $n-p-n$ -планарных 2N2102 (а) и $p-n-p$ -меза-2N1132 (б) транзисторов при облучении их электронами различной энергии:

○ — 275, □ — 375, △ — 525, × — 725 и ◇ — 1000 кэв.

токов, как убедительно показали Гобен [258] и Брюккер [249] для кремниевых транзисторов и Билгер [199] для

германиевых, лежит тот факт, что при уменьшении рабочего тока доминирующую роль начинают играть процессы рекомбинации в слое пространственного заряда эмиттера, а не в области базы.

Аналогичное возрастание степени изменения коэффициентов передачи токов у облученных транзисторов наблюдается и в области высоких уровней инжекции. Однако в этой области начинают играть роль иные фак-

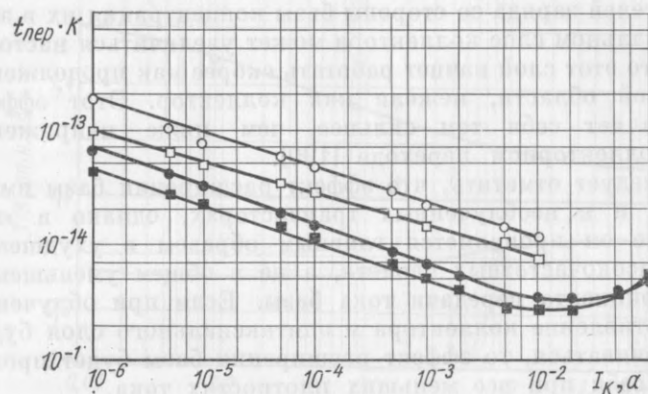


Рис. 73. Зависимость произведения $t_{\text{пер}} \cdot K$ от величины тока коллектора для кремниевых $n-p-n$ -планарных 2N2102 (□, ■) и $p-n-p$ -меза-2N1132 (○, ●) транзисторов при облучении их протонами с энергией 16,8 Мэв (светлые значки) и нейтронами реактора (темные значки).

торы, а именно вытеснение инжектируемого тока в периферийные области эмиттера и расширение базы у высокочастотных диффузионных транзисторов.

Вытеснение инжектируемого тока на периферию эмиттера вызывается, как известно, появлением напряжения в объеме базы, направленного вдоль поверхности $p-n$ -перехода таким образом, что внутренние его области оказываются под меньшим напряжением. Вытеснение тем сильнее и тем раньше наступает, чем больше удельное сопротивление базового материала, чем тоньше базовый слой и чем интенсивнее протекает в нем рекомбинация инжектируемых носителей. Естественно поэтому, что процесс вытеснения будет наступать у облученных транзисторов при меньших плотностях тока, чем у необлученных. А вытеснение инжектируемого тока приводит к тому,

что ослабляется роль рекомбинации в объеме базы и усиливается роль поверхностной рекомбинации, в результате чего уменьшается эффективность эмиттера.

Расширение базы с возрастанием плотности тока коллекторного перехода проявляется у транзисторов, имеющих сравнительно высокоомную область коллектора и широкий плавный $p-n$ -переход. Особенно характерными в этом отношении являются эпитаксиальные кремниевые транзисторы. При больших плотностях потока носителей заряда со стороны базы концентрация их в эпитаксиальном слое коллектора может увеличиться настолько, что этот слой начнет работать скорее как продолжение базовой области, нежели как коллектор. Этот эффект проявляет себя тем сильнее, чем ниже напряжение на коллекторном переходе [190].

Следует отметить, что эффект расширения базы имеет место и в необлученных транзисторах, однако в этом случае он проявляется главным образом в ухудшении их высокочастотных свойств, а не в общем уменьшении коэффициента передачи тока базы. Если при облучении сопротивление коллектора и эпитаксиального слоя будет увеличиваться, то эффект расширения базы будет проявлять себя при все меньших плотностях тока.

Определенный практический интерес представляет также температурная зависимость скорости нарастания изменений усилительных параметров транзисторов при их облучении. Авторами работы [250] было показано, что γ -облучение транзисторов 2N1613 при температуре около 40°C приводит к увеличению остаточных повреждений примерно на 10% по сравнению с облучением при температуре 60°C . Параметры транзисторов измерялись в обоих случаях при температуре 60°C . Если же параметры измерять при той же температуре, при которой проводится облучение, то разница в эффектах достигнет 20%.

В основе указанного температурного эффекта лежат процессы отжига создаваемых излучением структурных повреждений. Не удивительно поэтому, что с повышением температуры облучения концентрация устойчивых дефектов и степень изменения параметров на единицу количества излучения уменьшаются.

Характер и скорость отжига дефектов определяются их типом и, следовательно, видом воздействующего излучения. В связи с этим и величина температурного эффекта облучения оказывается различной для нейтрон-

ного и γ -излучений. Она зависит также и от уровня инжекции носителей, причем чем ниже последний, тем сильнее проявляется влияние температуры облучения на конечный результат. Температурный эффект максимален для случая облучения «обесточенного» транзистора. В качестве примера, характеризующего величину температурного эффекта, на рис. 74 [251] изображены резуль-

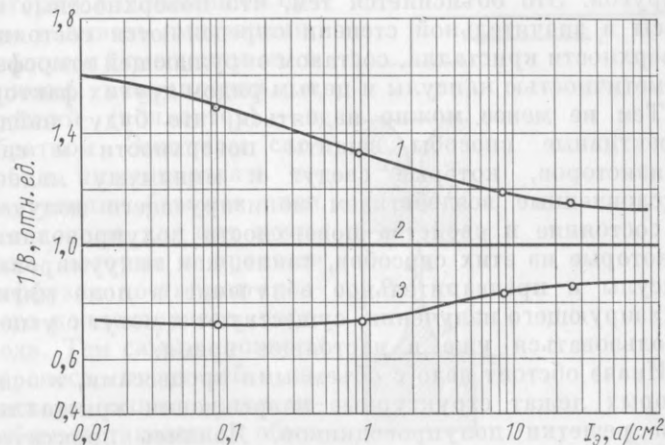


Рис. 74. Относительная (приведенная к $T = 35^\circ\text{C}$) зависимость степени изменения величины $1/B$ от плотности тока эмиттера для облученных при различной температуре в пассивном состоянии транзисторов 2N1613:
1 — 10° , 2 — 35° и 3 — 60°C .

таты нейтронного облучения транзистора 2N1613 при различных температурах, которые иллюстрируют относительную, приведенную к температуре 35°C зависимость этого эффекта от плотности тока эмиттера.

* * *

В настоящее время можно констатировать, что в основе всех наблюдаемых при облучении транзисторов явлений вне зависимости от их типа, структуры и материала лежат процессы, протекающие под действием излучения на поверхности и в объеме полупроводниковых кристаллов.

Поверхностные процессы могут подчас явиться причиной достаточно серьезных изменений основных параметров: коэффициента передачи тока базы B и особенно обратного тока коллектора $I_{\text{ко}}$. Однако в силу того обстоятель-

ства, что они проявляют себя лишь при сравнительно небольших дозах облучения, быстро достигая насыщения, их нельзя считать определяющими. Характер их проявления и величину вызываемых ими изменений параметров, к сожалению, в настоящее время не удастся связать с видом, интенсивностью и дозой облучения, с одной стороны, и начальными параметрами транзисторов — с другой. Это объясняется тем, что поверхностные процессы в значительной степени определяются состоянием поверхности кристалла, составом окружающей атмосферы, герметичностью капсулы и целым рядом других факторов.

Тем не менее можно надеяться, что будут найдены эффективные способы защиты поверхности и самих транзисторов, которые сведут к минимуму явления, обусловленные воздействием ионизирующего излучения на состояние и свойства поверхности полупроводников. Некоторые из этих способов, такие, как вакуумирование капсулы и предварительное облучение в поле мягкого ионизирующего излучения, существуют и могут с успехом использоваться уже в настоящее время.

Иначе обстоит дело с объемными процессами, в основе которых лежат структурные повреждения кристаллической решетки полупроводников. Являясь практически необратимыми, эти объемные повреждения определяют, в итоге, пределы возможного функционирования транзисторов при облучении. В противоположность поверхностным механизм воздействия объемных процессов на параметры и работоспособность транзисторов в настоящее время детально изучен. Это обстоятельство позволяет с достаточной для практических целей точностью прогнозировать вызываемые ими повреждения.

По принципу работы к транзисторам тесно примыкают и более сложные по своей структуре полупроводниковые приборы, в частности четырехслойные управляемые диоды — тиристоры. Поэтому в заключение настоящей главы кратко остановимся на основных вопросах воздействия излучения на такие приборы.

8. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РАБОТЫ ТИРИСТОРОВ В УСЛОВИЯХ ОБЛУЧЕНИЯ

Тиристор представляет собой четырехслойный полупроводниковый переключающий прибор со структурой $p-n-p-n$. Схема его включения приведена на

рис. 75. Не останавливаясь подробно на принципе его работы, который подробно освещен в отечественной литературе [259, 260], отметим лишь основные детали его механизма действия, необходимые для дальнейшего изложения.

Если на тиристор подать напряжение указанной на рис. 75 полярности, то крайние $p-n$ -переходы, которые в дальнейшем будем называть эмиттерами, окажутся смещенными в прямом направлении, а средний (коллектор) — в обратном. Эмиттеры способны инжектировать во внутренние базовые слои неосновные для них носители, которые в процессе диффузии достигают среднего коллекторного перехода. Тем самым процессы переноса носителей в тиристоре оказываются подобными таковым в обычных транзисторах. Их можно поэтому характеризовать коэффициентами передачи тока дырок в электронном базовом слое α_p и электронов в дырочном базовом слое α_n . При движении через коллекторный переход достигших его электронов и дырок в общем случае может происходить их лавинное размножение, характеризваемое коэффициентами M_n и M_p . Обозначая i полный ток прибора, i_0 — обратный ток коллекторного перехода и U_K — напряжение на коллекторном переходе, равное с точностью до суммы напряжений на эмиттерах внешнему приложенному к тиристору напряжению, можно записать

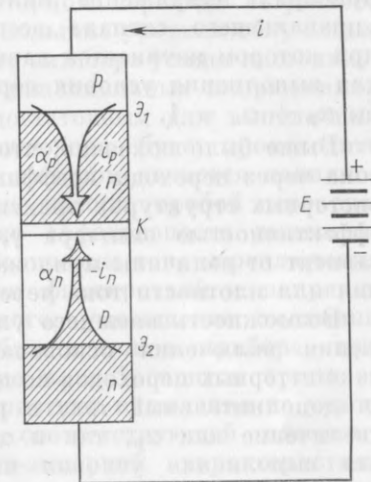


Рис. 75. Структура и схема включения тиристора.

$$i = \frac{i_0 (e^{-\frac{qU_K}{mkT}} - 1)}{1 - \alpha_p M_p - \alpha_n M_n} = \frac{i_0 (e^{-\frac{qU_K}{mkT}} - 1)}{1 - \alpha_T}, \quad (145)$$

где

$$\alpha_T = \alpha_p M_p + \alpha_n M_n.$$

Из формулы (145) следует, что условие $\alpha_T = 1$ соответствует точке перегиба вольт-амперной характеристики тиристора, за которой следует участок с отрицательным сопротивлением, обуславливающий его способность к переключению.

Условие $\alpha_T = 1$, очевидно, выполняется, когда $\alpha_p M_p \approx 0,5$ и одновременно $\alpha_n M_n \approx 0,5$. В реальных приборах напряжение включения $U_{вкл}$ в отсутствие управляющего сигнала всегда меньше того значения, при котором начинается лавинное размножение. Поэтому для выполнения условия переключения необходимо, чтобы $\alpha_p + \alpha_n = 1$.

Выше было показано, что при небольших плотностях тока через переходы коэффициент передачи тока в транзисторных структурах практически целиком определяется эффективностью эмиттера γ , которая, в свою очередь, зависит от величины приложенного к переходу напряжения или плотности тока через него.

Возможность внешнего управления величиной напряжения включения основана на том, что через один из эмиттерных переходов по цепи управления пропускается дополнительный ток, в результате чего достигается увеличение как α_p , так и α_n до уровня, необходимого для выполнения условия переключения.

Таким образом, можно констатировать, что в основе механизма работы тиристорov лежит токовая зависимость величины коэффициентов передачи токов α_p и α_n или, точнее, токовая зависимость эффективности эмиттерov инжектировать в базовые слои неосновные носители заряда.

Теперь, зная, каким образом облучение отражается на эффективности эмиттера в области малых плотностей тока, нетрудно представить себе по крайней мере качественную картину воздействия излучения на основные параметры и вольт-амперную характеристику тиристорov.

Сильная зависимость времени жизни носителей от воздействия излучений является, как показано выше, основной причиной радиационного снижения эффективности эмиттера в области малых плотностей тока. Следовательно, для выполнения условия переключения тиристора плотность тока его эмиттерov должна непрерывно возрастать в процессе облучения. В реальных приборах один из коэффициентов передачи тока всегда значительно превышает другой. Поэтому и при облучении его изменения будут

определяющими в отношении изменения параметров тиристорov, в частности величины тока переключения при фиксированном коллекторном напряжении.

В отсутствие тока управления необходимость увеличения плотности тока через эмиттеры для выполнения условия переключения будет соответствовать росту напряжения включения $U_{вкл}$. Это связано с тем, что при увеличении напряжения на коллекторном переходе возрастает его обратный ток. При очень больших уровнях облучения, когда эффективность основного эмиттера упадет настолько, что обратный ток даже при максимальных напряжениях на коллекторе окажется недостаточным для выполнения условий переключения, переключение будет происходить лишь при значении U_K , при котором начнется лавинное размножение носителей, иначе говоря, пробой перехода.

Радиационное уменьшение эффективности эмиттерov должно также привести к увеличению тока переключения управляющего электрода при фиксированном напряжении на приборе. Кроме того, уменьшение величины производной $d\alpha/di_{p(n)}$ в области токов прибора, при которых достигается условие $\alpha_T = 1$, явится причиной появления «мягкой» характеристики включения на участке «запертого» состояния, соответствующей плавному подходу к участку вольт-амперной характеристики с отрицательным сопротивлением.

Указанные изменения параметров и вольт-амперной характеристики тиристорov, вытекающие из общих соображений, основанных на механизме их работы и эффектах облучения в транзисторных структурах, удовлетворительно подтверждаются экспериментальными результатами. На рис. 76 приведено семейство характеристик мало-мощного тиристора при нескольких значениях управляющего тока для различных интегральных потоков быстрых нейтронов. Из него видно, что с ростом уровня облучения растет напряжение включения при нулевом токе управления, а сама характеристика на участке запертого состояния становится очень «мягкой», особенно при больших значениях управляющего тока.

На рис. 77 приведены зависимости одного из коэффициентов передачи тока как функции величины тока через переход одного из маломощных управляемых диодов фирмы «Дженерал Электрик» типа 2N680 [261] при различных интегральных потоках нейтронов. Эти зависимости дают полное представление о том, насколько сильно

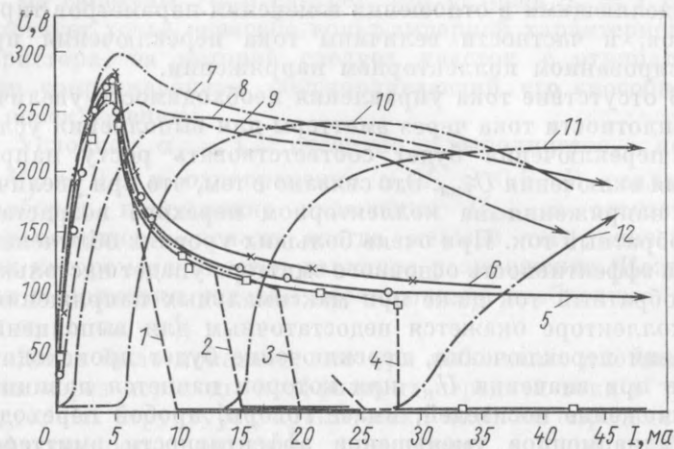


Рис. 76. Вольт-амперные характеристики маломощного тиристора до и после облучения различными интегральными потоками быстрых нейтронов:

1 — $I_{упр} = 0$; $\Phi = 0$; 2 — $I_{упр} = 0$, $\Phi = 3 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$; 3 — $I_{упр} = 0$, $\Phi = 10^{12}$ см $^{-2}$; 4 — $I_{упр} = 0$, $\Phi = 3 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$; 5 — $I_{упр} = 0$, $\Phi = 10^{13}$ см $^{-2}$; 6 — $I_{упр} = 0$, $\Phi = 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$; 7 — $I_{упр} = 0$, $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$; 8 — $I_{упр} = 5$ ма, $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$; 9 — $I_{упр} = 10$ ма; $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$; 10 — $I_{упр} = 20$ ма; $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$; 11 — $I_{упр} = 50$ ма, $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$; 12 — $I_{упр} = 90$ ма, $\Phi = 10^{14}$ см $^{-2}$.

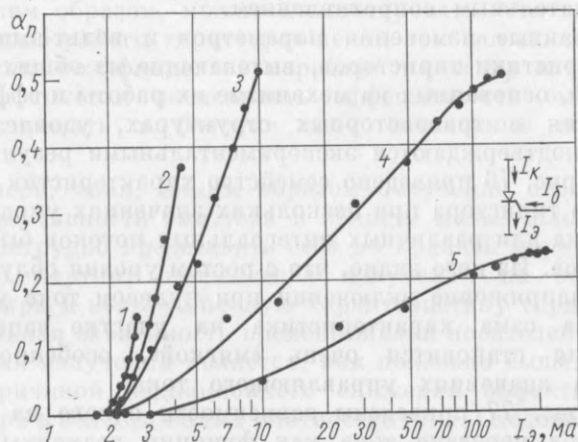


Рис. 77. Токовая зависимость одного из коэффициентов передачи тока α_n управляемого диода типа 2N680 до и после облучения различными интегральными потоками быстрых нейтронов:

1 — $\Phi = 0$; 2 — $\Phi = 9 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$; 3 — $6,3 \cdot 10^{12}$ см $^{-2}$; 4 — $2,25 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$; 5 — $4,25 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$.

должен возрастать в процессе облучения ток управления, необходимый для переключения приборов.

Остановимся кратко еще на одном важном параметре тиристоров — напряжении насыщения, иначе говоря, том напряжении на тиристоре, когда последний находится в открытом состоянии и все его переходы смещены в прямом направлении. Можно показать, что тиристор в таком состоянии подобен транзисторам в состоянии насыщения или диодам, у которых проводимость базового материала полностью промодулирована инжектированными носителями. Ниже, при анализе работы диодов, будет показано, что падение напряжения на диодах, работающих в таком режиме, быстро увеличивается в процессе облучения. То же самое происходит и с напряжением насыщения тиристоров. Лейт [261] показал, что в маломощных приборах типа 2N680 оно может достигать десятков и даже сотен вольт при интегральных потоках быстрых нейтронов порядка 10^{13} см $^{-2}$. Иначе говоря, при таких уровнях облучения нейтронами маломощные тиристоры полностью утрачивают свои характерные особенности переключающих приборов.

Глава II

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ

Подобно другим полупроводниковым приборам, параметры полупроводниковых диодов сильно изменяются при облучении. Так, например, изменяются обе ветви вольт-амперной характеристики. Однако в зависимости от типа полупроводникового материала, из которого изготовлен диод, а также в зависимости от особенностей его конструкции или даже применения относительное влияние таких изменений на его работоспособность в условиях облучения оказывается различным. Подобно этому и радиационная стойкость диода определяется в одних случаях степенью деформации прямой ветви вольт-амперной характеристики, а в других — степенью деформации обратной ветви. Именно поэтому для диодов в отличие от транзисторов затруднительно ввести единый критерий радиационной стойкости.

Обычно для германиевых диодов, у которых определяющие изменения наступают в обратной ветви, задают в качестве такого критерия либо предельно допустимую величину обратного тока насыщения, либо допустимое относительное его увеличение. Аналогичным образом поступают и с кремниевыми диодами, с той лишь разницей, что в качестве критерия радиационной стойкости задают определенные допустимые изменения, либо величины падения напряжения на прямой ветви, либо величины прямого сопротивления, поскольку изменение их свойств при облучении характеризуется изменением именно прямой ветви вольт-амперной характеристики.

В конечном счете вне зависимости от того, в какой ветви характеристики радиационные изменения являются основными, полупроводниковые диоды при больших уровнях облучения теряют свою главную отличительную

особенность — вентильные свойства, превращаясь в простое линейное полупроводниковое сопротивление малой (германиевые) или большой (кремниевые) величины.

Несмотря на кажущуюся простоту конструкции диодов по сравнению с транзисторами или другими приборами с несколькими $p-n$ -переходами, процессы, протекающие в них при облучении и вызывающие наблюдаемые изменения, не менее сложны. Скорость и степень радиационных изменений их параметров, так же как и в других полупроводниковых приборах, определяются не только самим $p-n$ -переходом, но и свойствами базовой области, омического контакта и, конечно, поверхностными эффектами.

В настоящей главе уделяется внимание как основным процессам, протекающим в диодах при облучении, так и тем факторам, которые определяют в итоге их радиационную стойкость.

1. УСТОЙЧИВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПРЯМОЙ ВЕТВИ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ, ВЫЗВАННЫЕ ОБЛУЧЕНИЕМ

Наиболее значительные изменения прямой ветви вольт-амперной характеристики при облучении наблюдаются, как уже отмечалось, у кремниевых диодов. По мере роста интегрального потока излучения у них монотонно возрастают как падение напряжения, так и дифференциальное сопротивление прямой ветви [187, 262]. В пределе кремниевый диод стремится превратиться в высокоомное линейное сопротивление, почти совсем лишенное типичной для всех диодов нелинейности при изменении полярности приложенного напряжения. На рис. 78 приведены осциллограммы прямой ветви характеристики кремниевого выпрямительного диода средней мощности, иллюстрирующие характер изменений, происходящих в ней при облучении.

Чтобы оценить роль самого $p-n$ -перехода и базовой области в происходящей эволюции прямой ветви, представим полное падение напряжения на диоде как сумму напряжений на $p-n$ -переходе U_{pn} и на базе U_b :

$$U_d = U_{pn} + U_b. \quad (146)$$

Вольт-амперная характеристика собственно $p-n$ -перехода в зависимости от величины прямого приложен-

ного к нему напряжения определяется процессами, преимущественно протекающими либо в базовой области диода, либо в самом $p-n$ -переходе. Она зависит также

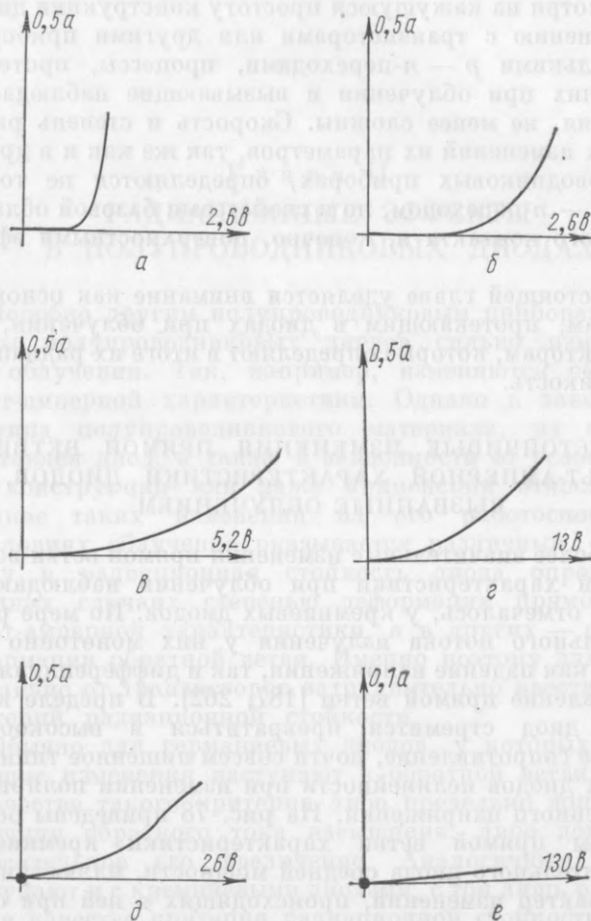


Рис. 78. Осциллограммы прямой ветви вольт-амперной характеристики кремниевого выпрямительного диода средней мощности после облучения различными интегральными потоками быстрых нейтронов:

$a - 0$; $б - 10^{13}$; $в - 3 \cdot 10^{13}$; $г - 5 \cdot 10^{13}$; $д - 10^{14}$; $е - 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

и от свойств тылового омического контакта, если диффузионная длина неосновных носителей заряда в базе L_b больше ее толщины w_b .

У кремниевых диодов при прямых напряжениях, не превышающих $8kT/q$, в полном токе через $p-n$ -переход, как показали Саа, Нойс и Шокли [198], преобладает составляющая, обусловленная рекомбинацией носителей в слое пространственного заряда. Зависимость напряжения U_{pn} от плотности полного тока $J_{пр}$ в этом диапазоне напряжений имеет вид

$$U_{pn} = \frac{mkT}{q} \ln \left[\frac{J_{пр} \tau_{pn}}{qn_i w_{pn}} \right], \quad (147)$$

где $1 < m < 2$ в зависимости от величины U_{pn} и положения рекомбинационных уровней в запрещенной зоне.

$$\tau_{pn} = \sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}},$$

w_{pn} — ширина области пространственного заряда.

При прямых напряжениях на $p-n$ -переходе, превышающих $10 kT/q$, в полном токе начинают преобладать диффузионная составляющая, определяемая процессами распространения и рекомбинации в области базы носителей, инжектированных в нее $p-n$ -переходом. При этом имеются в виду диоды, у которых $p-n$ -переход, плавный или резкий, образован областями со значительно отличающейся концентрацией основных носителей. Напряжение U_{pn} будет теперь зависеть как от величины отношения w_b/L_b , так и от свойств омического контакта. Если высота потенциального барьера на омическом контакте вне зависимости от его типа (запорный или антизапорный) не превышает нескольких kT , то падение напряжения на нем не будет превышать kT/q , а неравновесная концентрация неосновных носителей будет оставаться меньшей, чем их равновесная концентрация у этого контакта. Иначе говоря, $\Delta p_n(w_b) < p_n$ в диодах с базой из материала с электронной проводимостью и с сильно легированной p -областью. Из решения уравнения непрерывности для базовой области этих диодов в одномерном приближении и указанном граничном условии на омическом контакте нетрудно получить следующее выражение для U_{pn} :

$$U_{pn} = \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{J_{пр} w_b}{qn_i D_p} \cdot \frac{\text{th}(w_b/L_p)}{w_b/L_p} \right]. \quad (148)$$

Верхним пределом применимости этого выражения является условие малого уровня инжекции: $\Delta p_n(0) \leq n_n$.

Наконец, для случая большого уровня инжекции, т. е. при $\Delta p_n(0) \gg n_n$, выражение для U_{pn} можно запи-

сать либо в форме, предложенной в работе Саа и др. [198]:

$$U_{pn} = \frac{2kT}{q} \ln \frac{J_{np} L_0}{2qn_i D_0}, \quad (149)$$

где $L_0 = \sqrt{D_0 \tau_{\infty}} = \sqrt{\frac{2b}{b+1} D_p \tau_{p0} + \tau_{n0}}$ — биполярная длина диффузии, либо в форме, предложенной В. И. Стафеевым [263] для «длинных» диодов, для которых $w_6/L_0 \gg 1$:

$$U_{pn} = \frac{ckT}{q} \ln \left[\frac{2J_{np}(b+1)L_0}{qbn_n D_0} \cdot \frac{1}{\text{ch}(w_6/L_0)} \right] \quad (150)$$

и для диодов, для которых $w_6/L_0 \leq 1$:

$$U_{pn} = \frac{2kT}{q} \ln \frac{J_{np} w_6}{2qD_p n_i}. \quad (151)$$

Все эти выражения для U_{pn} могут быть приведены к некоторому виду:

$$U_{pn} = \frac{mkT}{q} \left[\ln \frac{J_{np}}{q\Pi} + \chi \ln \tau \right], \quad (152)$$

где τ обозначено время жизни неосновных носителей либо в области пространственного заряда (τ_{pn}), либо в базовой области диода при малом (τ_p) и большом ($\tau_{p0} = \tau_{p0} + \tau_{n0}$) уровнях инжекции, а Π — произведение остальных сомножителей, входящих в выражения (148) — (151) под знаком логарифма, которые можно считать неизменяющимися в процессе облучения по сравнению с временем жизни τ . В формуле (152) $1 \leq m \leq 2^*$ и $0 \leq \chi \leq 1$.

Время жизни τ при облучении монотонно уменьшается, поэтому напряжение U_{pn} в процессе облучения должно также только уменьшаться. Скорость его изменения $[v/(\text{нейтрон}/\text{см}^2)]$ можно определить, дифференцируя выражение (152) по Φ . Она равна

$$\frac{dU_{pn}}{d\Phi} \Big|_{J_{np}=\text{const}} = -\frac{mkT}{q} \chi \tau K, \quad (153)$$

где K — коэффициент радиационного изменения соответствующего времени жизни (τ_{pn} , τ_p или τ_{∞}). Из форму-

* В реальных диодах, как показал в своей работе Саа [200], величина m может превышать значение 2 в результате поверхностных явлений.

лы (153), очевидно, следует, что минимальное радиационное изменение напряжения U_{pn} должно наблюдаться у диодов с тонкой базой ($w_6/L_0 \leq 1$) при средних и высоких уровнях инжекции, когда полный ток через $p-n$ -переход определяется не рекомбинационной, а диффузионной составляющей.

Падение напряжения на базовой области диода U_6 определяется в зависимости от условий его работы проводимостью материала базы и степенью ее модуляции неосновными носителями, инжектированными $p-n$ -переходом. При малых уровнях инжекции, т. е. когда $\Delta p(0) < n_n$,

$$U_6 = J_{np} \cdot w_6 / \sigma_n, \quad (154)$$

и если при этом $w_6 \leq (2-3)L_0$, то оно лишь в несколько раз больше величины kT/q . Однако при значительной толщине n - и p -областей диода или при больших интегральных потоках (дозах) излучения, когда даже в диодах, обладавших вначале тонкой базой, перестает выполняться условие $w_6/L_0 \leq 1$ из-за снижения времени жизни и диффузионной длины неосновных носителей, значение U_6 оказывается большим и становится сравнимым с U_{pn} . В этих случаях скорость его радиационного изменения также велика и равна

$$\frac{dU_6}{d\Phi} \Big|_{J_{np}=\text{const}} = -\frac{J_{np} \cdot w_6}{\sigma_n^2} \cdot \frac{d\sigma_n}{d\Phi} = -U_{60} \frac{1}{\sigma_n} \cdot \frac{d\sigma_n}{d\Phi}. \quad (155)$$

Проводимость наиболее распространенных полупроводниковых материалов (Si и Ge) при облучении их при комнатной температуре, как правило, падает. Исключение составляет лишь высокоомный германий с дырочной проводимостью, проводимость которого растет, стремясь к некоторой предельной величине. Поэтому напряжение U_6 , будет, в отличие от U_{pn} , в большинстве случаев монотонно увеличиваться при облучении. Скорость его роста в соответствии с соотношением (155) определяется начальной проводимостью материала σ_n , скоростью его радиационного изменения $d\sigma_n/d\Phi$, а также начальным значением U_{60} и, следовательно, величиной J_{np} .

Так как по своему характеру радиационные изменения U_{pn} и U_6 противоположны, то для диодов с не очень малой толщиной базы, т. е. когда $\chi \neq 0$, и для диодов с очень низкоомной базой на вольт-амперной характеристике прямой ветви можно определить точку, для которой,

по крайней мере в начальной стадии облучения, скорость радиационного изменения полного падения напряжения на диоде U_d будет равна нулю. Для этой точки, очевидно

$$\frac{mkT}{q} \chi \tau K + U_{\phi 0} \frac{1}{\sigma_n} \cdot \frac{d\sigma_n}{d\Phi} = 0, \quad (156)$$

откуда

$$J_{\text{пр}}^0 = - \frac{mkT \chi \tau K \sigma_n^2}{q w_0 d \sigma_n / d \Phi}. \quad (157)$$

При $J_{\text{пр}} < J_{\text{пр}}^0$ напряжение U_d будет при облучении уменьшаться, а при $J_{\text{пр}} > J_{\text{пр}}^0$ — возрастать. Такая картина поведения диода будет сохраняться лишь в определенном диапазоне уровней облучения, за пределами которого будет наблюдаться сдвиг указанной точки на вольт-амперной характеристике преимущественно в сторону меньших плотностей тока. Последнее вызвано тем обстоятельством, что ни величина коэффициента K , ни скорость радиационного изменения проводимости $d\sigma_n/d\Phi$ не остаются при облучении неизменными. Тем не менее условие (157) может оказаться полезным при создании диодов с повышенной радиационной стойкостью.

Кремниевые, преимущественно маломощные, диоды нередко используются в режимах, когда плотность их рабочих токов на порядок и более превышает значение граничной плотности тока $J_{\text{пр}}^0$, но не лежит еще в области высоких уровней инжекции, при которых наступает модуляция проводимости базового материала. В таком режиме радиационные изменения прямого напряжения (а также прямого дифференциального сопротивления) будут практически целиком определяться изменением проводимости материала базы.

Зависимость изменения удельной проводимости кремния от интегрального потока или дозы излучения $\sigma(\Phi)$, как будет показано ниже, удовлетворительно описывается экспоненциальной функцией

$$\sigma(\Phi) = \sigma_0 \exp(-K_\rho \Phi). \quad (158)$$

Используя соотношения (154) и (158), а также пренебрегая изменением напряжения на $p-n$ -переходе, для относительного приращения прямого падения напряжения на диоде при постоянном токе можно записать:

$$\frac{\Delta U_d(\Phi)}{U_{\text{до}}} = \frac{1}{a} (e^{K_\rho \Phi} - 1), \quad (159)$$

если в исходном состоянии

$$U_{\phi 0} = (1/a) U_{\text{до}}, \quad (160)$$

где

$$a = \frac{J_B}{J_{\text{пр}}} \ln \left[b \frac{J_{\text{пр}}}{J_B} \left(\frac{n_n}{n_i} \right)^2 \right] + 1.$$

Здесь через J_B , пользуясь терминологией И. П. Степаненко [194], обозначена плотность тока омического вырождения, равная

$$J_B = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\sigma_0}{w_0}. \quad (161)$$

Допустимые изменения прямого напряжения U_d при работе диода в аппаратуре определяются схемой применения и условиями его работы в ней. Однако в качестве некоторого «универсального» критерия его работоспособности нередко используют условие двукратного увеличения прямого падения напряжения при некотором заданном токе. Если, например, при этом токе $a = 2$, то для предельного интегрального потока излучения $\Phi_{2,0}$, соответствующего названному критерию, будем иметь $e^{K_\rho \Phi_{2,0}} = 5$ или $\Phi_{2,0} = 1,61/K_\rho$.

Так как $\frac{d\sigma}{d\Phi} \Big|_{\Phi \rightarrow 0} = -K_\rho \sigma_0 e^{-K_\rho \Phi}$, то коэффициент в показателе степени экспоненты K_ρ равен начальной относительной скорости изменения проводимости материала:

$$K_\rho = \frac{d\sigma(\Phi)/d\Phi}{\sigma(\Phi)} \quad \text{при } \Phi \rightarrow 0 \quad (162)$$

или относительной скорости удаления основных носителей заряда, поскольку при малых значениях Φ их подвижность постоянна ($\mu = \text{const}$).

Следовательно,

$$K_\rho = \frac{dn/d\Phi}{n} \quad \text{при } \Phi \rightarrow 0 \quad (163)$$

для n -материала и соответственно

$$K_\rho = \frac{dp/d\Phi}{p} \quad \text{при } \Phi \rightarrow 0 \quad (164)$$

для p -материала.

Из (162), (164) и соотношения для $\Phi_{2,0}$ получаем

$$\Phi_{2,0} = 1,61 \frac{\sigma_{n0}}{q \mu_n \frac{dn_n}{d\Phi} \Big|_{\Phi \rightarrow 0}} \quad (165)$$

для n -материала и аналогично

$$\Phi_{2,0} = 1,61 \frac{\sigma_{p0}}{q \mu_p \left. \frac{dp_p}{d\Phi} \right|_{\Phi \rightarrow 0}} \quad (166)$$

для p -материала. Последняя зависимость с использованием экспериментально определенных скоростей удаления дырок приведена на рис. 79 [264]. Выражения (165),

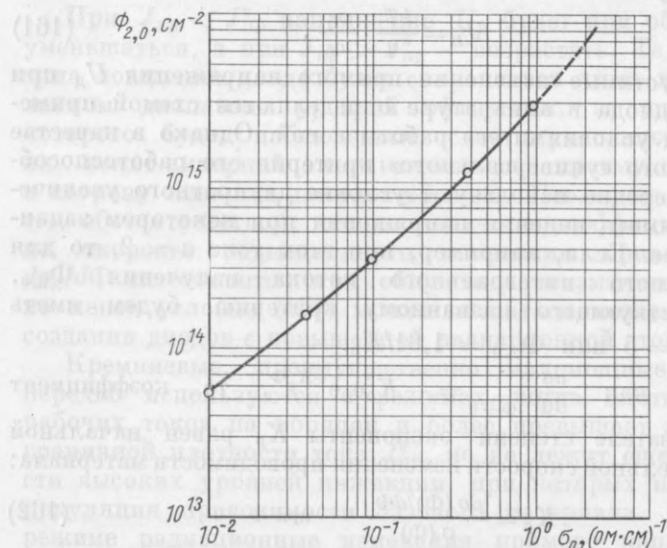


Рис. 79. Зависимость интегрального потока быстрых нейтронов, при котором прямое падение напряжения возрастает в два раза по сравнению с начальным $\Phi_{2,0}$, от проводимости кремния p -типа.

(166) и данные рис. 79 по существу устанавливают тесную связь между исходной проводимостью материала базы диодов σ_0 и их радиационной стойкостью, критерием которой служит интегральный поток излучения $\Phi_{2,0}$, соответствующий удвоению прямого напряжения. При этом оказывается, что радиационная стойкость диодов при прочих равных условиях прямо пропорциональна величине исходной проводимости материала.

Исходная проводимость материала является, в свою очередь, параметром, который наряду с характером рас-

пределения легирующей примеси в $p-n$ -переходе определяет напряжение пробоя диода по обратной ветви, если, конечно, пробой развивается в объеме, а не на поверхности. Поэтому напряжение пробоя диодов должно коррелировать с их радиационной стойкостью. Такая корреляция была действительно экспериментально установлена, о чем свидетельствуют, например, данные рис. 80

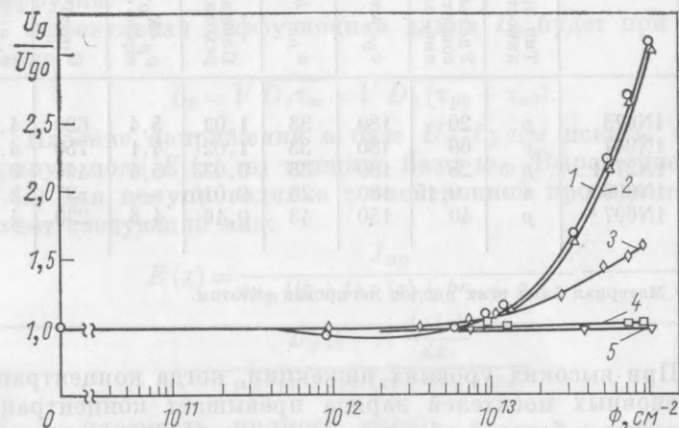


Рис. 80. Зависимость относительного изменения прямого падения напряжения некоторых кремниевых диодов от интегрального потока быстрых нейтронов с энергией более 0,01 Мэв. (Цифры на рисунке соответствуют номерам диодов, приведенных в табл. 11.)

[264], на котором изображены зависимости относительных изменений прямого напряжения различных диодов от величины интегрального потока нейтронов. Физические и конструктивные параметры, относящиеся к этим диодам, приведены в табл. 11.

Толщина базы w_b является другим фактором, определяющим радиационную стойкость кремниевых диодов. Ее роль не требует специального обсуждения и ясна из приведенных выше выражений для U_{pn} и U_b . Следует отметить лишь то обстоятельство, что увеличение радиационной стойкости диодов за счет уменьшения толщины базового слоя в итоге сопряжено с уменьшением их обратного пробивного напряжения. Поэтому диод, обладающий высокой радиационной стойкостью, не может быть одновременно диодом с высоким напряжением пробоя.

Таблица 11

Физические и конструктивные параметры диодов

№ диода	Тип диода	Материал базы		w_6 , мкм	w_{pn} , мкм	Площадь $p-n$ -перехода, мм ²	$p \cdot K_p$, нейтрон·см ⁻¹	$U_{проб}$, в	J , а/см ² (при облучении)
		Тип проводимости	Удельное сопротивление, ом·см						
1	1N673	p	20	180	33	1,02	5,4	620	4,87
2	1N947	p	60	180	33	1,02	4,1	750	4,87
3	1N2791	p	25	180	33	0,033	5,4	464	3,08
4	1N696 *	n	0,15	180	20	0,016	—	37	3,96
5	1N697 *	p	40	150	43	0,46	4,8	230	4,38

* Материал базы этих диодов легирован золотом.

При высоких уровнях инжекции, когда концентрация неосновных носителей заряда превышает концентрацию основных в базовой области, на величине напряжения U_6 проявляется эффект модуляции проводимости материала этими неосновными носителями. В таком режиме работают большинство выпрямительных диодов средней и большой мощности, и поэтому анализ процессов, происходящих в их базе при облучении, представляет особый практический интерес.

Степень или глубина модуляции проводимости базы определяется как уровнем инжекции, характером тылового «омического» базового контакта, так и эффективной длиной диффузионного смещения неосновных носителей. Последняя, в свою очередь, зависит от уровня инжекции, поскольку время жизни в материале определяется соотношением концентрации основных и неосновных носителей.

Диффузия, или дрейф, неосновных носителей при высокой концентрации их будет происходить в условиях быстрой компенсации их избыточного заряда соответствующим перераспределением заряда основных носителей. Это обстоятельство, однако, не затрудняет процесса диффузии, скорость которой по-прежнему будет определяться градиентом концентрации. Тем не менее величина коэффициента диффузии в таких условиях отличается

от коэффициентов диффузии дырок D_p и электронов D_n , но остается пропорциональной им:

$$D_0 = \frac{2b}{b+1} D_p = \frac{2}{b+1} D_n. \quad (167)$$

Коэффициент D_0 , в отличие от коэффициентов D_p и D_n , обычно именуется коэффициентом биполярной диффузии.

Эффективная диффузионная длина L_0 будет при этом равна

$$L_0 = \sqrt{D_0 \tau_\infty} = \sqrt{D_0 (\tau_{p0} + \tau_{n0})}. \quad (168)$$

Падение напряжения в базе U_6 будем искать, интегрируя поле $E(x)$ по толщине базы w_6 . Выражение для $E(x)$ для полупроводника с электронной проводимостью имеет следующий вид:

$$E(x) = \frac{J_{пр}}{q\mu_p [(b+1)p(x) + bn_n + p_n]} - \frac{D_p(b-1) \frac{dp(x)}{dx}}{\mu_p [(b+1)p(x) + bn_n + p_n]} \quad (169)$$

($J_{пр}$ — плотность прямого тока).

Обычно $n_n \gg p_n$, поэтому в дальнейшем везде, где это возможно, будем пренебрегать равновесной концентрацией неосновных носителей.

Ограничимся пока случаем, когда тыловой контакт является чисто омическим, скорость рекомбинации неосновных носителей на котором $s(w) \rightarrow \infty$. Распределение концентрации инжектированных $p-n$ -переходом неосновных носителей в базе $p(x)$ будет при этом иметь вид [194]

$$p(x) = \Delta p(0) \frac{\text{sh} \frac{w_6 - x}{L_0}}{\text{sh} (w_6/L_0)}. \quad (170)$$

Интегрирование (169) с учетом (170) дает

$$U_6 = \frac{J_{пр} w_6}{s_n} \cdot \frac{2B}{(w_6/L) \sqrt{1+B^2}} \text{arth} \frac{\sqrt{1+B^2} \text{th} \left(\frac{w_6}{2L} \right)}{B + \text{th} \left(\frac{w_6}{2L} \right)} + \frac{kT}{q} \frac{(b-1)}{(b+1)} \ln \left(\frac{\text{sh} \left(\frac{w_6}{L} \right)}{B} + 1 \right). \quad (171)$$

Здесь через B обозначена величина, в $b/(b+1)$ раз меньшая обратной величины уровня инжекции $x = \Delta p(0)/n_n$. Она легко может быть выражена через плотность прямого тока $J_{пр}$, конструктивные параметры диода и характеристики материала, из которого изготовлен диод:

$$B = \frac{b}{b+1} \cdot \frac{n_n}{\Delta p(0)} = \frac{2b}{(b+1)^2} \cdot \frac{J_B}{J_{пр}} \left(\frac{w_0}{L} \right) \operatorname{ch} \left(\frac{w_0}{L} \right) = \frac{2b^2}{(b+1)^2} \cdot \frac{q D_p n_n \left(\frac{w_0}{L} \right) \operatorname{ch} \left(\frac{w_0}{L} \right)}{J_{пр} w_0}. \quad (172)$$

Здесь, как и ранее, $J_B = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\sigma}{w_0}$.

Переписывая (171) с учетом (172), получаем

$$U_0 = \frac{4kT}{q} \cdot \frac{b}{(b+1)^2} \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{w_0}{L} \right)}{\sqrt{1+B^2}} \operatorname{arth} \frac{\sqrt{1+B^2} \operatorname{th} \left(\frac{w_0}{2L} \right)}{B + \operatorname{th} \left(\frac{w_0}{2L} \right)} + \frac{kT}{q} \cdot \frac{b-1}{b+1} \ln \left(\frac{\operatorname{sh} \left(\frac{w_0}{L} \right)}{B} + 1 \right). \quad (171a)$$

В формуле (171a) первое слагаемое представляет собой не что иное, как падение напряжения на сопротивлении толщ базы, промодулированном инжектированными в нее носителями. Второе слагаемое — э. д. с. Дембера, обусловленная градиентом концентрации носителей в базе и различием в величине подвижности электронов и дырок.

При небольших уровнях инжекции ($B \gg 1$) второе слагаемое стремится к нулю, а первое переходит в известное выражение, определяемое формулой (154):

$$U_0 = \frac{4kT}{q} \cdot \frac{b}{(b+1)^2} \cdot \frac{\operatorname{ch} \left(\frac{w_0}{L} \right)}{B} \operatorname{arth} \left[\operatorname{th} \left(\frac{w_0}{2L} \right) \right] = \frac{J_{пр} w_0}{\sigma}. \quad (172a)$$

В другом предельном случае ($B \ll 1$) получаем

$$U_0 = \frac{2kT}{q} \cdot \frac{b}{(b+1)^2} \operatorname{ch} \left(\frac{w_0}{L} \right) \ln \left(1 + \frac{2 \operatorname{th} \frac{w_0}{L}}{B} \right) + \frac{kT}{q} \cdot \frac{b-1}{b+1} \ln \left(1 + \frac{\operatorname{sh} \frac{w_0}{L}}{B} \right). \quad (172b)$$

Скорость радиационного изменения напряжения U_0 в рассматриваемом случае при модуляции проводимости материала базы может быть найдена, как и ранее, дифференцированием выражения (170) для U_0 по Φ :

$$\frac{dU_0}{d\Phi} = \frac{2J_{пр} w_0 B}{y \sqrt{1+B^2}} \operatorname{arth} \frac{\sqrt{1+B^2} \operatorname{th} (y/2)}{B + \operatorname{th} (y/2)} \cdot \frac{d(1/\sigma)}{d\Phi} + \frac{1}{2} \cdot \frac{w_0^2}{D_p} K \frac{2kT}{q} \cdot \frac{b}{(1+b)^2} \cdot \frac{\operatorname{ch} y}{y^2 (1+B^2)} \times \left[\frac{2(y \operatorname{th} y - B^2)}{\sqrt{1+B^2}} \operatorname{arth} \frac{\sqrt{1+B^2} \operatorname{th} (y/2)}{B + \operatorname{th} (y/2)} + \frac{\operatorname{sh} (y(1+y \operatorname{th} y) (B \operatorname{th} y/2 - 1) + y(1+B^2))}{B + \operatorname{sh} y} \right] + \frac{1}{2} \cdot \frac{w_0^2}{D_p} K \frac{kT}{q} \cdot \frac{b-1}{(b+1)} \cdot \frac{\operatorname{ch} y [y - \operatorname{th} y (1+y \operatorname{th} y)]}{y (B + \operatorname{sh} y)}. \quad (173)$$

Здесь для удобства записи отношение w_0/L обозначено y .

Половина отношения квадрата толщины базы к диффузионной длине неосновных носителей есть не что иное, как время переноса носителей через базу за счет диффузии, т. е. $t_{пер} = \frac{1}{2} w_0^2 / D_p$. Поэтому, раскрывая значение параметра B и полагая, что проводимость σ изменяется только в результате изменения концентрации равновесных носителей, окончательно получаем:

$$\frac{dU_0}{d\Phi} = \frac{4kT}{q} \cdot \frac{b}{(1+b)^2} \cdot \frac{\operatorname{ch} y}{\sqrt{1+B^2}} \operatorname{arth} \frac{\sqrt{1+B^2} \operatorname{th} (y/2)}{B + \operatorname{th} (y/2)} \frac{dn}{d\Phi} + t_{пер} K [F_1(y, B) + U'_D(y, B)], \quad (173a)$$

где

$$F_1(y, B) = \frac{2kT}{q} \cdot \frac{b}{(1+b)^2} \cdot \frac{\operatorname{ch} y}{y^2 (1+B^2)} \times \left[\frac{2(y \operatorname{th} y - B^2)}{\sqrt{1+B^2}} \operatorname{arth} \frac{\sqrt{1+B^2} \operatorname{th} (y/2)}{B + \operatorname{th} (y/2)} + \frac{\operatorname{sh} y (1+y \operatorname{th} y) (B \operatorname{th} (y/2) - 1) + y(1+B^2)}{B + \operatorname{sh} y} \right] \quad (173б)$$

и

$$U'_D = \frac{kT}{q} \cdot \frac{b-1}{b+1} \cdot \frac{\operatorname{ch} y [y - \operatorname{th} y (1+y \operatorname{th} y)]}{y (B + \operatorname{sh} y)}. \quad (173в)$$

Функция F_1 определяет собой вклад в изменение U_6 , обусловленный уменьшением глубины модуляции проводимости материала базы в результате радиационного снижения времени жизни неосновных носителей заряда, а функция U_D — за счет изменения э. д. с. Дембера.

Проанализируем величину вклада каждого слагаемого, входящего в (173а), в полное изменение U_6 . В том случае, когда диод работает в области больших уровней инжекции, т. е. в условиях глубокой модуляции проводимости базового материала, основной вклад в изменение U_6 будут давать второе и третье слагаемые, поскольку время жизни неосновных носителей — более чувствительный к действию излучения параметр материала, чем концентрация равновесных носителей. Однако следует отметить, что соотношение между относительным вкладом всех трех слагаемых определяется не только уровнем инжекции (или, что то же самое, параметром B), но и отношением w_6/L .

На рис. 81 пунктирными линиями приведены зависимости функции F_1 , а сплошными линиями — зависимости $(F_1 + U_D)$ от w_6/L для четырех значений параметра B . Монотонное возрастание всех этих зависимостей с ростом w_6/L указывает, с одной стороны, на сильную зависимость скорости изменения U_6 от толщины базы (при постоянном L), а с другой, свидетельствует о том, что в процессе облучения, т. е. при непрерывном возрастании w_6/L , скорость роста U_6 также будет непрерывно увеличиваться. На этом же рисунке для двух значений B ($B = 0,1$ и $B = 10$) и различной толщины базы ($w_6 = 0,5 \cdot 10^{-2}$ см и $w_6 = 2 \cdot 10^{-2}$ см) приведены зависимости первого слагаемого, нормированного на произведение $t_{\text{пер}} \cdot K$. При этом проводимость σ и скорость удаления носителей $dn/d\Phi$ принимались равными соответственно $0,1$ (ом·см) $^{-1}$ и $4,0$ см $^{-1}$, а коэффициент K для этого значения и соответствующего уровня инжекции B находился по формуле Мессенджера (141) (см. также рис. 576). Эти зависимости обозначены на рис. 80 1 и 2 ($B = 0,1$) и 3 и 4 ($B = 10$). В точках пересечения кривых, соответствующих этим зависимостям, обозначенных кружками, с зависимостями суммы $(F_1 + U_D)$ имеет место равенство скоростей изменения U_6 в результате удаления носителей (изменения σ) и радиационного уменьшения времени жизни.

Отсутствие такого пересечения для кривой 3 ($B = 10$, $w_6 = 0,5 \cdot 10^{-2}$ см) означает, что в диодах с небольшой

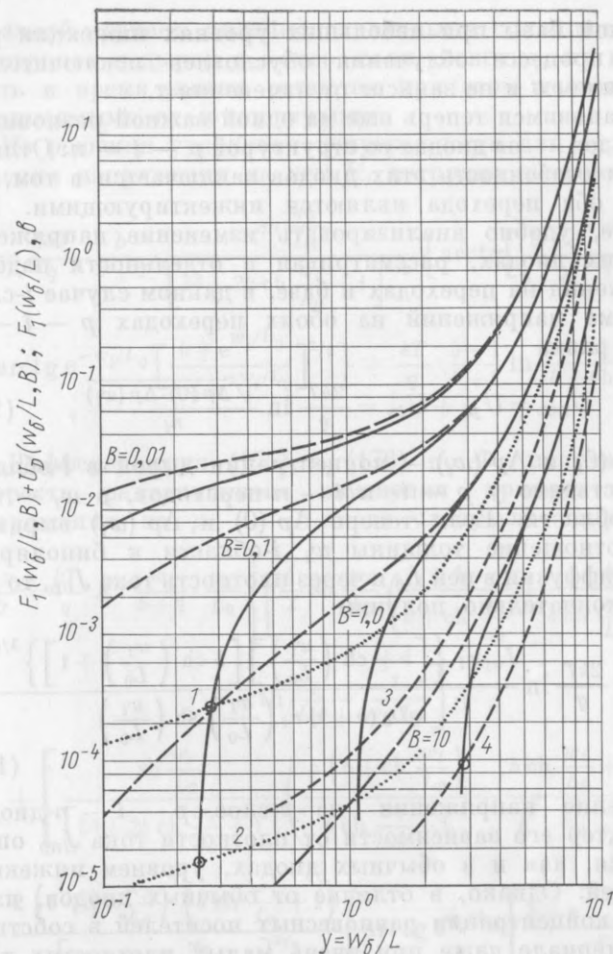


Рис. 81. Зависимости функции F_1 (пунктирные линии) и суммы функций $(F_1 + U_D)$ (сплошные линии) от отношения толщины базы к диффузионной длине w_6/L для различных уровней инжекции (различных значений параметра B). Цифрами обозначены зависимости слагаемого, входящего в формулу (173а) и определяющего скорость изменения U_6 в результате изменения проводимости материала. Они построены для диодов с $w_6 = 0,5 \cdot 10^{-2}$ см и $B = 0,1$ (1), $w_6 = 2 \cdot 10^{-2}$ см и $B = 0,1$ (2), $w_6 = 0,5 \cdot 10^{-2}$ см и $B = 10$ (3), $w_6 = 2 \cdot 10^{-2}$ см и $B = 10$ (4) в предположении, что $\sigma = 0,1$ ом·см и $dn/d\Phi = 4,0$ (нейтрон·см) $^{-1}$.

толщиной базы при небольших уровнях инжекции рост U_0 в процессе облучения обусловлен исключительно изменением σ и не зависит от изменения τ .

Остановимся теперь еще на одной важной разновидности диодов — на диодах со структурой $p-i-n$. Отличительная особенность этих диодов заключается в том, что у них оба перехода являются инжектирующими. Как и ранее, удобно анализировать изменение напряжения на таких диодах, рассматривая в отдельности падение напряжения на переходах и базе, в данном случае i -слое.

Сумма напряжений на обоих переходах $p-i-n$ -диодов равна

$$U_{\text{пер}} = U_{pi} + U_{in} = \frac{2kT}{q} \ln \frac{\sqrt{\Delta p(0) \cdot \Delta p(w_i)}}{n_i}, \quad (174)$$

где $\Delta p(0)$ и $\Delta p(w_i)$ — концентрации дырок в i -области соответственно у $p-i$ - и $i-n$ -переходов, а w_i — толщина области. Если теперь $\Delta p(0)$ и $\Delta p(w_i)$ выразить через отношение толщины w_i i -области к биполярной длине диффузии в ней L_0 и через плотность тока $J_{\text{пр}}$, то для $U_{\text{пер}}$ окончательно получим

$$U_{\text{пер}} = \frac{2kT}{q} \ln \frac{J_{\text{пр}} w_i \left\{ \left[b + \text{ch} \left(\frac{w_i}{L_0} \right) \right] \left[b \text{ch} \left(\frac{w_i}{L_0} \right) + 1 \right] \right\}^{1/2}}{q D_0 (b+1) n_i \left(\frac{w_i}{L_0} \right) \text{sh} \left(\frac{w_i}{L_0} \right)}. \quad (175)$$

Падение напряжения на i -слое $p-i-n$ -диодов и характер его зависимости от плотности тока $J_{\text{пр}}$ определяются, как и в обычных диодах, уровнем инжекции носителей. Однако, в отличие от обычных диодов, из-за низкой концентрации равновесных носителей в собственном материале даже при очень малых плотностях тока в $p-i-n$ -диодах реализуется режим высокого уровня инжекции, иначе говоря, ток через i -слой обусловлен исключительно движением неравновесных носителей заряда. Ограничимся рассмотрением такого режима работы $p-i-n$ -диодов, при котором сохраняется линейная зависимость между плотностью тока $J_{\text{пр}}$ и концентрациями $\Delta p(0)$ и $\Delta p(w_i)$ на границах i -слоя. В таком режиме падение напряжения на i -слое оказывается независимым от плотности тока через диод. Это происходит потому, что и плотность тока $J_{\text{пр}}$, и промодулированная инжектированными носителями проводимость i -слоя оказываются

в равной степени линейно связанными с концентрацией электронов и дырок в i -слое, если, конечно, их подвижность и время жизни остаются при этом постоянными, независимыми от концентрации.

Из решения уравнения непрерывности для i -слоя для падения напряжения на нем U_i нетрудно получить

$$U_i = \frac{4kT}{q} \cdot \frac{b}{b+1} \cdot \frac{\text{sh} \frac{w_i}{L_0}}{\left[b^2 + 2b \text{ch} \frac{w_i}{L_0} + 1 \right]^{1/2}} \left\{ \arctg \left[\frac{b + e^{w_i/L_0}}{b + e^{-w_i/L_0}} \right]^{1/2} - \right. \\ \left. - \arctg e^{-w_i/L_0} \left[\frac{b + e^{w_i/L_0}}{b + e^{-w_i/L_0}} \right]^{1/2} \right\} + \frac{kT}{q} \cdot \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{b \text{ch} w_i/L_0 + 1}{b + \text{ch} w_i/L_0}. \quad (176)$$

Дифференцируя (175) и (176) по Φ , получаем для скорости радиационного изменения прямого падения напряжения на $p-i-n$ -диоде следующее выражение:

$$\frac{dU_{\text{д}}}{d\Phi} = \frac{kT}{q} K \tau \frac{b}{b+1} \cdot \frac{w_i}{L_0} \left\{ \left[\frac{1}{2} \text{sh} \frac{w_i}{L_0} \left(\frac{1}{b + \text{ch} \frac{w_i}{L_0}} + \frac{b}{b \text{ch} \frac{w_i}{L_0} + 1} \right) - \right. \right. \\ \left. - \text{cth} \frac{w_i}{L_0} - \frac{1}{w_i/L_0} \right] + \\ + \left[\frac{\text{sh} \frac{w_i}{L_0}}{\left[b^2 + 2b \text{ch} \frac{w_i}{L_0} + 1 \right]} \left(\frac{b \left(b + \text{ch} \frac{w_i}{L_0} \right)}{b \text{ch} \frac{w_i}{L_0} + 1} + \frac{b \text{ch} \frac{w_i}{L_0} + 1}{b + \text{ch} \frac{w_i}{L_0}} \right) + \right. \\ + \frac{2 \left(b + \text{ch} \frac{w_i}{L_0} \right) \left(b \text{ch} \frac{w_i}{L_0} + 1 \right)}{\left[b^2 + 2b \text{ch} \frac{w_i}{L_0} + 1 \right]^{3/2}} \left(\arctg e^{w_i/L_0} \left[\frac{b + e^{-w_i/L_0}}{b + e^{w_i/L_0}} \right]^{1/2} - \right. \\ \left. - \arctg \left[\frac{b + e^{-w_i/L_0}}{b + e^{w_i/L_0}} \right]^{1/2} \right) \left. \right\} + \frac{b-1}{2b} \cdot \frac{(b^2-1) \text{sh} w_i/L_0}{\left(b + \text{ch} \frac{w_i}{L_0} \right) \left(b \text{ch} \frac{w_i}{L_0} + 1 \right)}. \quad (177)$$

Первое слагаемое в этом выражении отрицательно и определяет собой изменение напряжения в результате $p-i$ - и $i-n$ -переходов; второе слагаемое всегда поло-

жительно и равно скорости изменения падения напряжения на i -слое. На рис. 82 приведены зависимости этих двух слагаемых и их суммы как функции отношения w_i/L_0 . В точке пересечения кривых $A_i \frac{dU_{пер}}{d\Phi}$ и $A_i \frac{dU_i}{d\Phi}$ скорость изменения напряжения на диоде $\frac{dU_D}{d\Phi} = 0$.

Приведенные выше выражения дают качественную картину поведения диодов при облучении, которая удов-

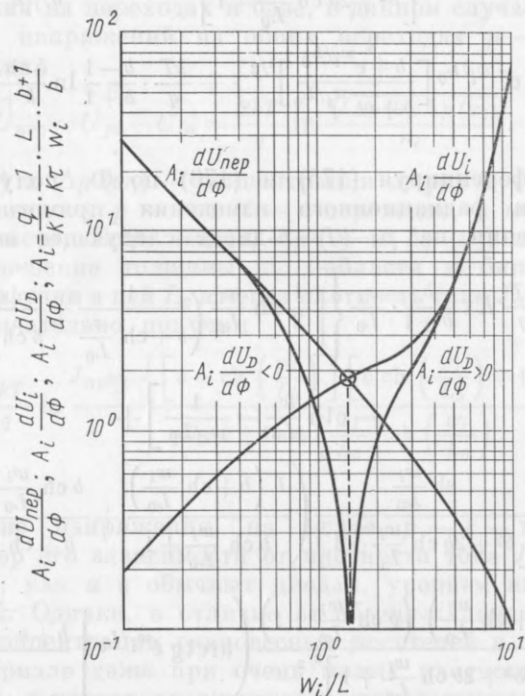


Рис. 82. Зависимости первых двух слагаемых в выражении (177) и их суммы от отношения толщины i -го слоя к биполярной диффузионной длине в p - i - n -диодах.

летворительно подтверждается экспериментальными результатами. На рис. 83 приведены вольт-амперные характеристики прямой ветви двух диодов с омическим тыловым контактом, различающихся между собой только толщиной базы, для нескольких значений интегрального потока быстрых нейтронов. Нетрудно видеть, что при

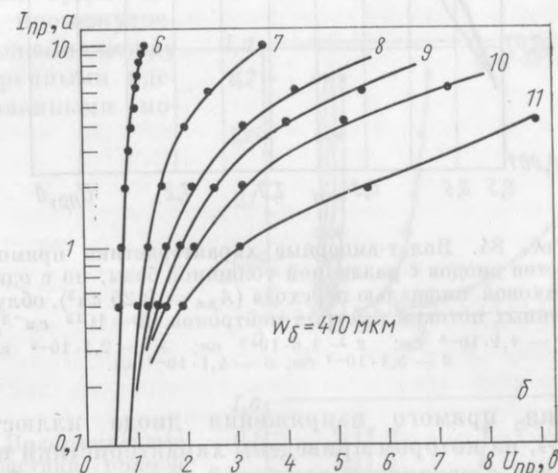
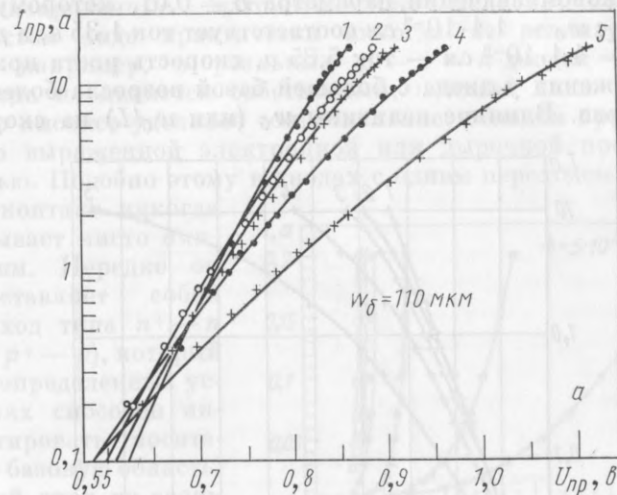


Рис. 83. Вольт-амперные характеристики прямой ветви двух диодов с одинаковой площадью перехода $A_{pn} = 0,25 \text{ см}^2$, изготовленных методом диффузии бора в кремний с $\rho = 12,0 \text{ ом} \cdot \text{см}$, но имеющих различную толщину базы [$w_D = 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ (а) и $w_D = 4,1 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ (б)] после облучения различными интегральными потоками быстрых нейтронов:

1 — $\Phi = 0$; 2 — $\Phi = 2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 3 — $\Phi = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 4 — $\Phi = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 5 — $\Phi = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 6 — $\Phi = 0$; 7 — $\Phi = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 8 — $\Phi = 9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 9 — $\Phi = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$; 10 — $\Phi = 10^{14} \text{ см}^{-2}$; 11 — $\Phi = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$.

одинаковом значении параметра $B = 0,01$, которому для диода с $w_6 = 1,1 \cdot 10^{-2}$ см соответствует ток $1,35$ а, а диоду с $w_6 = 4,1 \cdot 10^{-2}$ см — ток $5,35$ а, скорость роста прямого напряжения у диода с большей базой возросла более чем в 30 раз. Влияние величины w_6 (или w_6/L) на скорость

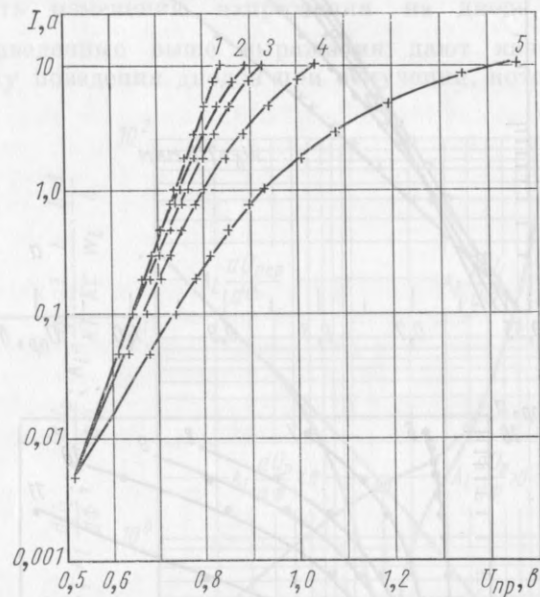


Рис. 84. Вольт-амперные характеристики прямой ветви диодов с различной толщиной базы, но с одинаковой площадью перехода ($A_{pn} = 0,25$ см²), облученных потоком быстрых нейтронов ($\Phi = 10^{12}$ см⁻²):
1 — $1,1 \cdot 10^{-2}$ см; 2 — $1,6 \cdot 10^{-2}$ см; 3 — $2,1 \cdot 10^{-2}$ см;
4 — $3,1 \cdot 10^{-2}$ см; 5 — $4,1 \cdot 10^{-2}$ см.

изменения прямого напряжения диода иллюстрирует и рис. 84, на котором приведены характеристики нескольких диодов с различной толщиной базы после облучения интегральным потоком нейтронов порядка 10^{12} см⁻².

Аналогичные результаты для диодов со структурой $p-i-n$ приведены на рис. 85 [265]. Шварц и Фёрстон показали [265], что они не только качественно, но и количественно согласуются с расчетными результатами, полученными при использовании выражений (175) и (176).

Рассмотренные диодные структуры ($p-i-n$ и диод с омическим тыловым контактом) представляют собой

идеализированные математические модели, которые в чистом виде практически никогда не реализуются. Так, например, в реальных $p-i-n$ -диодах i -слой никогда не является собственным, а имеет лишь достаточно высокое удельное сопротивление, обладая при этом четко выраженной электронной или дырочной проводимостью. Подобно этому в диодах с одним переходом тыловый контакт никогда не бывает чисто омическим. Нередко он представляет собой переход типа n^+-n (или p^+-p), который при определенных условиях способен инжектировать носители в базовую область. Такой диод по своим свойствам будет занимать промежуточное положение между рассмотренными идеализированными моделями.

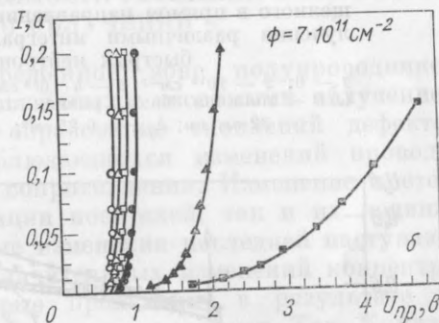
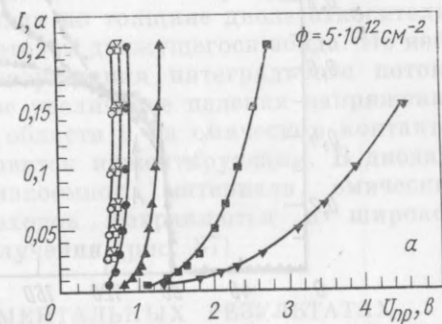
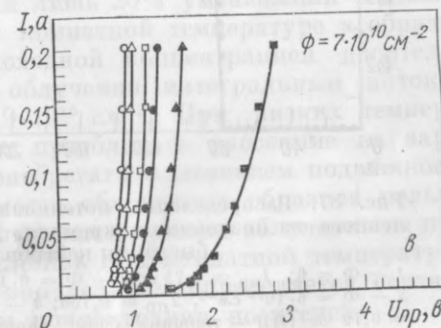


Рис. 85. Вольт-амперные характеристики прямой ветви $p-i-n$ -диодов с различной толщиной i -го слоя до (светлые значки) и после (темные значки) облучения быстрыми нейтронами:

a — $w_6 = 120$ (○), 240 (△);
360 (□) и 480 (▽) мкм;
 b — $w_6 = 480$ (○), 720 (△),
960 (□) мкм; b — $w_6 = 1200$
(○), 1440 (△), 1680 (□) мкм.



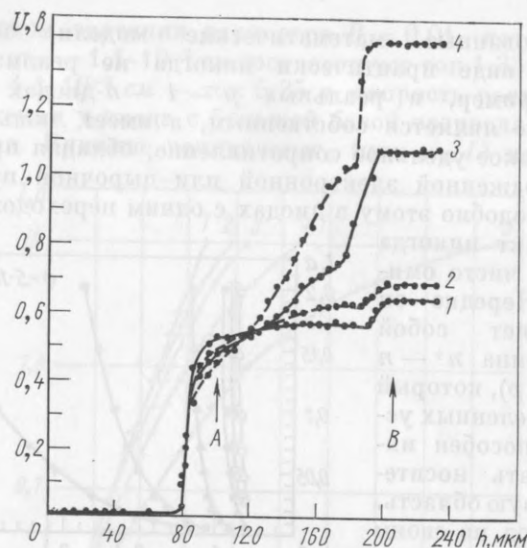


Рис. 86. Распределение потенциала у диода, смещенного в прямом направлении, до и после облучения различными интегральными потоками быстрых нейтронов:

1 — 0; 2 — 10^{13} см $^{-2}$; 3 — $4 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$; 4 — $6 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$.
(AB — толщина базы, равная $1,05 \cdot 10^{-2}$ см; $\rho_0 = 32$ ом·см; $A_{pn} = 0,25$ см 2 ; $I_{пр} = 0,75$ а.)

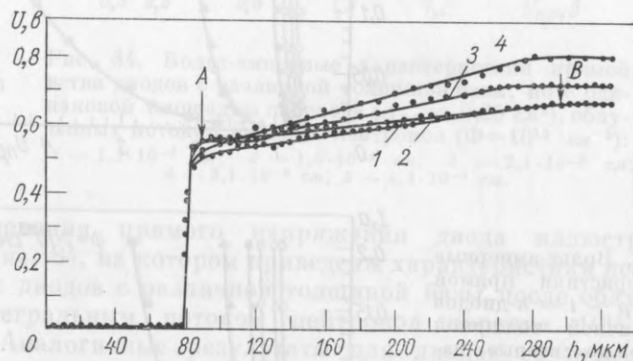


Рис. 87. Распределение потенциала у диода, изготовленного из низкоомного кремния, до и после облучения быстрыми нейтронами:

1 — $\Phi = 0$; $I_{пр} = 0,75$ а; 2 — $\Phi = 6 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$, $I_{пр} = 0,56$ а;
3 — $\Phi = 6 \cdot 10^{13}$ см $^{-2}$, $I_{пр} = 0,75$ а; 4 — $\Phi = 2 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$, $I_{пр} = 0,75$ а. (AB — толщина базы, равная $2,05 \cdot 10^{-2}$ см; $\rho_0 = 2,1$ ом·см; $A_{pn} = 0,25$ см 2 .)

При облучении кремниевых диодов, изготовленных из материала с удельным сопротивлением в несколько десятков ом на сантиметр, может происходить постепенное изменение их внутренней структуры: диоды, обладая вначале свойствами, близкими к свойствам диодов с омическим контактом, приобретают структуру типа $p-i-n$. Об этом, в частности, свидетельствуют результаты, представленные на рис. 86. На этом рисунке показано распределение потенциала по толщине диода относительно p -области, снятое методом движущегося зонда. Из него видно, что по мере возрастания интегрального потока нейтронов значительное увеличение падения напряжения происходит в базовой области и на омическом контакте, который в итоге становится инжектирующим. В диодах, изготовленных из низкоомного материала, омические свойства $n^+ - n$ -переходов сохраняются в широком интервале уровней облучения (рис. 87).

2. ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТАХ ИЗМЕНЕНИЯ ПРОВОДИМОСТИ ГЕРМАНИЯ И КРЕМНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ

Появление в запрещенной зоне полупроводников локальных уровней, связанных с вводимыми облучением дефектами, а также образование скоплений дефектов служит причиной наблюдающихся изменений проводимости, или удельного сопротивления. Изменение претерпевают как концентрации носителей, так и их подвижность. Однако заметные изменения последней наступают, как правило, позже значительных изменений концентрации носителей, которые происходят в результате их захвата введенными облучением центрами. Так, Клиланд и др. [217] обнаружили лишь 20% уменьшения подвижности электронов при комнатной температуре в образце германия n -типа с исходной концентрацией носителей $2,8 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ после облучения интегральным потоком быстрых нейтронов $2,9 \cdot 10^{15}$ см $^{-2}$. При низких температурах, когда начинает преобладать рассеяние на заряженных центрах, пренебрегать изменением подвижности при оценке проводимости облученных образцов нельзя.

Рассматривая в дальнейшем влияние облучения на проводимость полупроводников при комнатной температуре, будем полагать, что оно целиком определяется соответствующим изменением концентрации носителей.

Вводимые облучением в германий центры таковы, что в результате захвата ими носителей (или, наоборот, их опустошения) концентрация электронов в зоне проводимости монотонно изменяется, стремясь к некоторой предельной величине, меньшей собственной концентрации носителей. Это соответствует тому, что проводимость германия n -типа при комнатной температуре вне зависимости от ее начальной величины всегда уменьшается

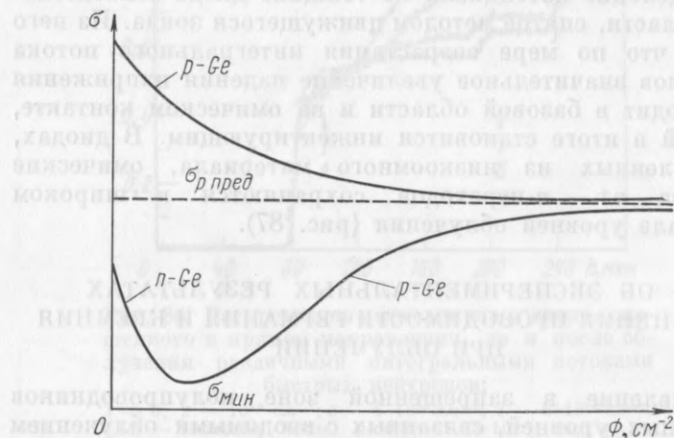


Рис. 88. Характер изменения проводимости германия p - и n -типа при облучении быстрыми нейтронами.

и при достаточно длительном облучении достигает значения, близкого к собственной проводимости материала. При дальнейшем облучении германия с электронной проводимостью в нем наступает конверсия типа проводимости, проводимость его становится дырочной и начинает теперь уже возрастать, асимптотически стремясь к своему предельному значению $\sigma_{пред}$ (рис. 88) [266]. Проводимость германия p -типа уменьшается, если ее начальное значение превышает предельное и, наоборот, возрастает, если вначале она была меньше предельной.

Проводимость кремния при комнатной температуре вне зависимости от типа проводимости при облучении монотонно уменьшается, стремясь в пределе к значению, близкому к собственному (рис. 89) [266].

Определение концентрации носителей в полупроводнике после его облучения сводится, по существу, к реше-

нию задачи о распределении электронов или дырок между химически введенными примесями и дефектами разных типов, созданными облучением, часть из которых может быть многовалентными. Пути решения этой задачи подробно изложены в литературе, например в книге Блекмора [267]. Для некоторых частных случаев решение этой задачи в виде графической зависимости положения

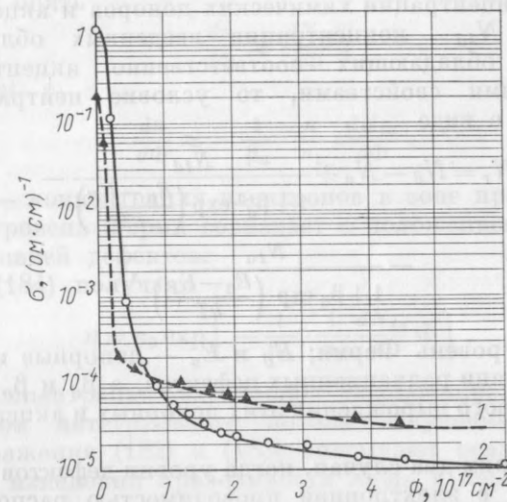


Рис. 89. Характер изменения проводимости кремния p - и n -типа при облучении быстрыми нейтронами:

1 — p = Si (63° C); 2 — n = Si (48° C).

уровня Ферми от концентрации введенных глубоких донорных и акцепторных уровней получено Джеймсом и Леманом [268].

Концентрация электронов или дырок для равновесных температурных условий в полупроводнике n -типа может быть найдена из решения квадратного уравнения относительно собственной концентрации n_i и разности концентраций электронов и дырок $N_r = n - p$.

В общем случае они равны:

$$n = \frac{1}{2} N_r \left[\left(1 + \frac{4n_i^2}{N_r^2} \right)^{1/2} + 1 \right]; \quad (178a)$$

$$p = \frac{1}{2} N_r \left[\left(1 + \frac{4n_i^2}{N_r^2} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (178б)$$

Для часто встречающихся случаев, когда $N_r \gg n_i$, формулы упрощаются и переходят в

$$n \approx N_r + n_i^2/N_r, \quad (179a)$$

$$p \approx n_i^2/N_r. \quad (179б)$$

Разность концентраций может быть найдена из условия сохранения нейтральности. Если, например, N_d и N_a — концентрации химических доноров и акцепторов, а N_{ta} и N_{td} — концентрации введенных облучением дефектов, обладающих соответственно акцепторными и донорными свойствами, то условие нейтральности запишется в виде

$$N_r = N_d - N_a + \frac{N_{td}}{1 + \beta_d^{-1} \exp\left(\frac{E_a - E_F}{kT}\right)} - \frac{N_{ta}}{1 + \beta_a \exp\left(\frac{E_a - E_F}{kT}\right)}, \quad (180)$$

где E_F — уровень Ферми; E_d и E_a — донорные и акцепторные уровни радиационных дефектов, а β_d и β_a — факторы спинового вырождения этих донорных и акцепторных уровней.

Рассмотрим два случая, когда уровни дефектов в полупроводнике с электронной проводимостью расположены таким образом, что в первом случае $(E_F - E_d) > 0$, $(E_F - E_a) > 0$, а во втором $(E_F - E_d) > 0$, $(E_F - E_a) < 0$. В обоих случаях донорные уровни оказываются полностью заполненными и потому не влияют на распределение электронов.

Из формулы (180) для первого случая имеем

$$N_r = N_d - N_a - N_{ta}, \quad (181)$$

$$\frac{dN_r}{d\Phi} = -\frac{dN_{ta}}{d\Phi} \text{ и, следовательно,}$$

$$\frac{dn}{d\Phi} = -\frac{dN_{ta}}{d\Phi} \left(1 - \frac{n_i^2}{N_r^2}\right) \approx -\frac{dN_{ta}}{d\Phi},$$

т. е. скорость удаления носителей практически равна скорости введения акцепторных уровней, а концентрация электронов линейно падает с ростом интегрального потока:

$$n = n_0 - \frac{dN_{ta}}{d\Phi} \Phi. \quad (182)$$

Во втором случае имеем

$$N_r = N_d - N_a - \left(\frac{1}{\beta_a}\right) N_{ta} \exp\left(\frac{E_F - E_a}{kT}\right) \quad (183)$$

и

$$\frac{dN_r}{d\Phi} \approx \frac{1}{\beta_a} \cdot \frac{dN_{ta}}{d\Phi} \exp\left(\frac{E_F - E_a}{kT}\right) = -\frac{1}{\beta_a} \cdot \frac{n}{n_1} \frac{dN_{ta}}{d\Phi}.$$

Полагая опять

$$\frac{dn}{d\Phi} \approx \frac{dN_r}{d\Phi},$$

получаем

$$\frac{dn}{d\Phi} \approx -\frac{1}{\beta_a} \cdot \frac{n}{n_1} \cdot \frac{dN_{ta}}{d\Phi}, \quad (184)$$

где n_1 — концентрация электронов в зоне проводимости, когда уровень Ферми совпадает с положением акцепторных уровней дефектов.

Из (184) получаем

$$n = n_0 \exp\left[-\frac{1}{\beta_a} \cdot \frac{1}{n_1} \frac{dN_{ta}}{d\Phi} \Phi\right], \quad (185)$$

т. е. концентрация электронов экспоненциально падает с ростом интегрального потока излучения.

Выражения (182) и (185) описывают реально наблюдаемые изменения проводимости лишь в первом, грубом приближении, поскольку в действительности облучение, особенно нейтронное, сопровождается образованием различных по своей природе и свойствам дефектов структуры. Установлено, что их природа и свойства определяются типом полупроводникового материала, видом воздействующего излучения, а также целым рядом других факторов, в частности количеством и типом основной легирующей примеси, неконтролируемыми посторонними примесями и плотностью дислокаций. Каждый из образующихся дефектов может быть охарактеризован своей скоростью введения на единицу количества излучения, своими свойствами (акцепторными или донорными) и своим положением уровней в запрещенной зоне. Все это весьма затрудняет точное количественное представление наблюдающихся явлений в широком интервале интегральных потоков или доз излучения. Однако тот факт, что скорость введения некоторых дефектов (например, А-центров в насыщенном кислородом кремнии) может значительно превышать скорость введения других, дает

основание использовать записанные выше выражения для оценки радиационной стойкости полупроводниковых приборов с достаточной для практических целей точностью.

В относительно «чистом», лишенном посторонних примесей германии облучением вводятся дефекты, уровни которых концентрируются в средней части запрещенной зоны. Одним из таких уровней, появление которого наблюдали многие авторы, является акцепторный уровень, расположенный на 0,2 (0,23) эв ниже дна зоны проводимости. Концентрация n_1 для него близка к значению $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, что соответствует удельному сопротивлению $\sim 0,5 \text{ ом} \cdot \text{см}$. Кроме того, по данным Коноплевой и Новикова [269], в запрещенную зону вводятся также акцепторные уровни, расположенные на 0,3 эв выше валентной зоны и принадлежащие вакансиям. Концентрация n_1 для них, очевидно, ниже собственной концентрации носителей в германии. Скорости введения этих двух типов уровней близки между собой.

В этих условиях нетрудно показать, что скорость удаления электронов в германии с электронной проводимостью в диапазоне примерно от $2,0 (\text{ом} \cdot \text{см})^{-1}$ до собственной будет в значительной степени определяться вероятностью заполнения указанных уровней, отличной от единицы. Следовательно, для такого германия наиболее приемлемо выражение вида (185), но полученное решением дифференциального уравнения, учитывающего весь комплекс вводимых облучением дефектов. Поэтому аналитическое представление зависимости $\sigma = F(\Phi)$ для него вызывает определенные трудности.

По современным представлениям [269, 270], некоторые примеси, например медь и золото, будучи неактивными в междоузельном состоянии, при облучении заполняют образовавшиеся вакансии и становятся электрически активными. Если эти примеси к тому же создают в нижней половине запрещенной зоны, как, например, медь, акцепторные уровни, то скорость удаления носителей в присутствии этих примесей должна возрастать. Этот вывод качественно подтверждается последними результатами Коноплевой и Новикова, приведенными в табл. 12 [269]. Эти же данные свидетельствуют о том, что плотность дислокаций в германии практически совсем не отражается на скорости удаления электронов или введения дырок. В кремнии с электронной проводимостью, полученном

Таблица 12

Скорость удаления носителей при нейтронном облучении германия и кремния с различной плотностью дислокаций и содержанием меди

Тип материала	Удельное сопротивление, ом·см	Плотность дислокаций, см ⁻²	Концентрация атомов меди, см ⁻³	Скорость удаления (введения) носителей, приходящихся на один быстрый нейтрон, см ⁻¹
n-Ge	1,0	Обычная	—	—3,3
n-Ge	2,0	»	$\sim 5 \cdot 10^{14}$	—8,0
n-Ge	1,6	$\sim 10^2$	—	—3,6
n-Ge	5,0	$\sim 10^6$	—	—3,2
p-Ge	1,0	Обычная	—	+0,13
p-Ge	7,0	$8 \cdot 10^2$	—	+0,15
p-Ge	33,0	$\sim 10^6$	—	+0,13
n-Si	1,0	Обычная	—	—2,0
n-Si	1,0	»	$\sim 5 \cdot 10^{14}$	—1,4
p-Si	4,5	»	—	—1,5
n-Si	5—10	»	$\sim 5 \cdot 10^{14}$	—1,5
n-Si	8,0	$\sim 10^6$	—	-10^{-3}
n-Si	150,0	$\sim 10^5$	—	-10^{-3}
p-Si	$3 \cdot 10^3$	$\sim 10^5$	—	-10^{-3}

по методу Чохральского и содержащем большое количество кислорода ($> 10^{17} \text{ см}^{-3}$), скорость введения А-центров значительно превышает скорость введения других.

Так, по данным Вертхейма [232], при облучении электронами с энергией 1 Мэв кремния с $\sigma \simeq 0,1 (\text{ом} \cdot \text{см})^{-1}$ скорость введения А-центров ($E_c - 0,16 \text{ эв}$) составляла $0,18 \text{ см}^{-1}$, а скорость введения Е-центров ($E_c - 0,4 \text{ эв}$) — всего лишь $5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$. Это обстоятельство позволяет использовать выражение (185) только к А-центрам для кремния n-типа с удельным сопротивлением от долей до нескольких десятков ом·см. В более высокоомном, а также «бескислородном» кремнии преобладающими в процессе радиационного изменения проводимости становятся акцепторные уровни, расположенные вблизи центра запрещенной зоны и, в частности, уровни Е-центра.

Как указал Манлиф [264], ссылаясь главным образом на неопубликованные данные Штейна и Лонго, аналогичное положение имеет место и для кремния с дырочной проводимостью в том же диапазоне удельного сопротивления.

Изменение эффективности захвата носителей введенными уровнями определяет зависимость скорости их удаления от положения уровня Ферми. Экспериментально такую зависимость наблюдали многие авторы [219, 237, 238].

Кантц, например, обнаружил [219], что при облучении нейтронами со средней энергией в спектре 1,5 Мэв кремния *n*-типа, полученного зонной плавкой в вакууме, скорость удаления электронов из расчета на один нейтрон с энергией более 1 кэв растет с ростом их концентрации. Эта скорость оказалась равной примерно 2,0 см⁻¹ для кремния с $\rho = 100$ ом·см, 4,0 см⁻¹ для кремния с $\rho = 10$ ом·см и 8,5 см⁻¹ для кремния с $\rho = 1$ ом·см.

Коноплева и Новиков [269] обнаружили необычайно высокую чувствительность скорости удаления носителей в кремнии от плотности дислокаций в нем. Их результаты, приведенные в табл. 6, свидетельствуют о том, что вне зависимости от типа проводимости и удельного сопротивления скорость удаления носителей в материале с высокой плотностью дислокаций ($10^5 - 10^6$ см⁻²) снижается до чрезвычайно малой величины (10^{-3} см⁻¹) по сравнению с обычным промышленным кремнием. Они объясняют это высокой энергией связи междоузельных атомов и их скоплений на дислокациях (2–3 эв) по сравнению с энергией связи вакансий (0,03 эв). Тем самым многие уровни, обязанные своим появлением междоузельным атомам, в материале с высокой плотностью дислокаций себя не проявляют из-за закрепления этих атомов на дислокациях.

К приведенным выше числовым значениям скорости удаления носителей или скорости радиационного изменения других характеристик полупроводников следует относиться с определенной осторожностью, считая их ориентировочными, поскольку их абсолютные значения определяются не только свойствами самих материалов и видом излучения, но в значительной степени и энергетическим составом последнего. Прекрасной иллюстрацией этого факта могут служить приведенные на рис. 90 результаты Кантца. Он показал, что скорость удаления носителей в кремнии из расчета на один нейтрон с энергией более 1 кэв всего спектра прямо пропорциональна средней энергии $\bar{E}$ в спектре в диапазоне от 0,3 до 2,4 Мэв. Очевидно, что аналогичные спектральные зависимости радиационного повреждения должны иметь место и в отношении

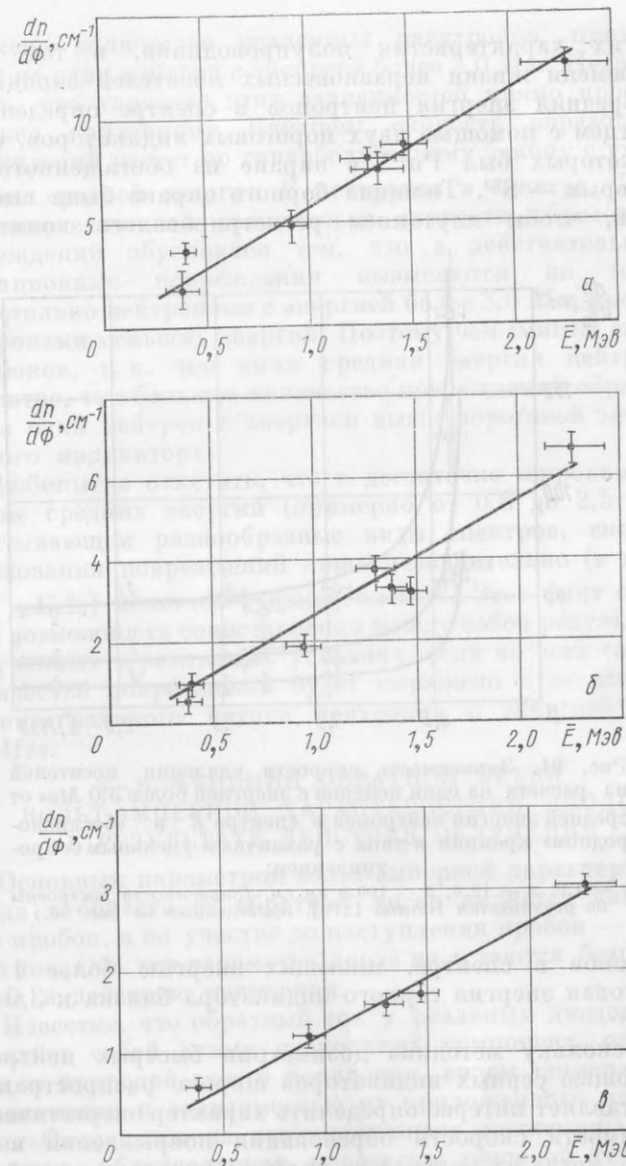


Рис. 90. Зависимость скорости удаления носителей из расчета на один нейтрон с энергией более 1 кэв от средней энергии нейтронов в спектре $\bar{E}$ в «бескислородном» кремнии *n*-типа с различным удельным сопротивлением [219]: а — 1,0; б — 10,0; в — 100,0 ом·см. (Экспериментальные точки на рисунке соответствуют облучению в реакторах с различным спектральным составом нейтронов.)

других характеристик полупроводника, в том числе и времени жизни неравновесных носителей заряда.

Средняя энергия нейтронов в спектре определялась Кантцем с помощью двух пороговых индикаторов, одним из которых был Pu^{239} в экране из обогащенного B^{10} , а вторым — S^{32} . Толщина борного экрана была выбрана такой, чтобы плутонием регистрировалось количество

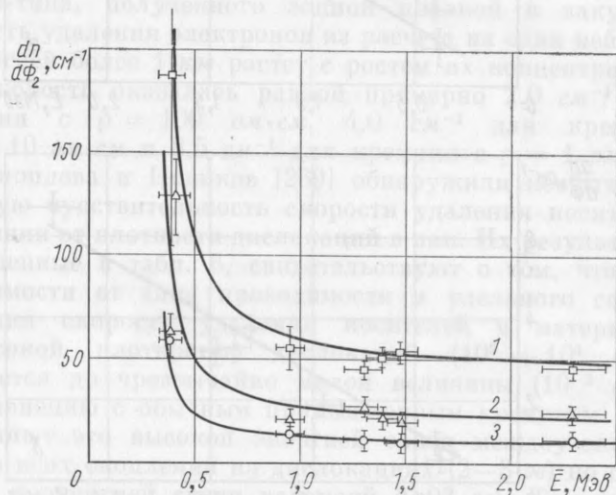


Рис. 91. Зависимость скорости удаления носителей из расчета на один нейтрон с энергией более 3,0 Мэв от средней энергии нейтронов в спектре $\bar{E}$ в «бескислородном» кремнии n -типа с различным удельным сопротивлением:

1 — 1,0; 2 — 10,0; 3 — 100,0 ом·см. (Зависимости построены по результатам Кантца [219], приведенным на рис. 90.)

нейтронов в спектре, имеющих энергию более 1 жэв. Пороговая энергия серного индикатора близка к 3,0 Мэв [271].

Поскольку методика дозиметрии быстрых нейтронов с помощью серных индикаторов широко распространена, представляет интерес определить характер энергетической зависимости скорости образования повреждений в том случае, когда их количество нормируется на один нейтрон с энергией выше пороговой энергии серного индикатора.

На рис. 91 изображены такие зависимости для кремния различного удельного сопротивления, построенные по результатам Кантца. По оси ординат на этом рисунке

отложено количество удаленных электронов, приходящееся на один нейтрон с энергией более 3,0 Мэв. Нетрудно видеть, что характер этих зависимостей прямо противоположен найденному Кантцем: скорость образования повреждений растет по гиперболическому закону с уменьшением средней энергии $\bar{E}$ нейтронов в спектре. Такой вид энергетической зависимости скорости образования повреждений обусловлен тем, что в действительности радиационные повреждения вызываются не только и не столько нейтронами с энергией более 3,0 Мэв, сколько нейтронами меньших энергий. Поэтому чем «мягче» спектр нейтронов, т. е. чем ниже средняя энергия нейтронов в спектре, тем большее количество повреждений образуется на один нейтрон с энергией выше пороговой энергии серного индикатора.

Любопытно отметить, что в достаточно широком диапазоне средних энергий (примерно от 0,8 до 2,5 Мэв), охватывающем разнообразные виды спектров, скорость образования повреждений лишь незначительно (в пределах $\pm 15\%$) меняется с изменением $\bar{E}$. Этот факт открывает возможность сопоставления между собой результатов, полученных в различных условиях, если во всех случаях количество повреждений будет выражено в зависимости от интегрального потока нейтронов с энергией более 3,0 Мэв.

3. ИЗМЕНЕНИЯ ОБРАТНОЙ ВЕТВИ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ ДЕЙСТВИЯ ОБЛУЧЕНИЯ

Основным параметром вольт-амперной характеристики диода в области ее обратной ветви является напряжение пробоя, а на участке до наступления пробоя — обратный ток. Оба эти параметра диода не остаются безразличными к действию излучения.

Известно, что обратный ток у реальных диодов представляет собой сумму нескольких компонент, отличающихся природой своего появления, видом температурной зависимости и зависимостью от приложенного напряжения. Основными из этих компонент являются: диффузионная, обусловленная процессом тепловой генерации неосновных носителей в объеме полупроводникового материала, ограниченном диффузионной длиной от плоскости $p-n$ -перехода, и компонента, обязанная своим появлением процессу генерации обоих видов носителей непосред-

ственно в слое пространственного заряда $p-n$ -перехода. Имеются также компоненты, связанные с возможными утечками по поверхности, с образованием на поверхности каналов и инверсионных слоев. Нередко вклад этих компонент в полный обратный ток является преобладающим.

Величина диффузионной компоненты обратного тока равна произведению скорости генерации неосновных носителей на эффективный объем, из которого они собираются $p-n$ -переходом:

$$I_{\text{обр. д}} = V'_{\text{эф}} \frac{p_n}{\tau_p} + V''_{\text{эф}} \frac{n_p}{\tau_n}. \quad (186)$$

В «длинных» диодах, удовлетворяющих соотношению $w_0 \gg L$, эффективный объем определяется площадью $p-n$ -перехода и диффузионной длиной неосновных носителей. Поэтому для таких диодов будем иметь

$$I_{\text{обр. д}} = q \frac{D_p}{L_p} A_{pn} \frac{n_i^2}{n_n} + q \frac{D_n}{L_n} A_{pn} \frac{n_i^2}{p_p} \quad (187)$$

(A_{pn} — площадь $p-n$ -перехода).

Однако в реальных диодах эффективный объем в большинстве случаев ограничивается не диффузионной длиной неосновных носителей, а толщиной базы w_0 или длиной диффузионного смещения по поверхности, зависящей от скорости поверхностной рекомбинации $\sqrt{\frac{Dw_0}{2s}}$, где s — скорость поверхностной рекомбинации. Очевидно, что в этих случаях для диффузионной компоненты обратного тока в диодах с базой из материала с электронной проводимостью будем иметь

$$I_{\text{обр. д}} = q \frac{w_0 A_{pn}}{\tau_p} \cdot \frac{n_i^2}{n_n} \quad (188a)$$

или

$$I_{\text{обр. д}} = q \pi D_p \frac{w_0^2}{2s} \cdot \frac{1}{\tau_p} \cdot \frac{n_i^2}{n_n}. \quad (188b)$$

Для компоненты, генерируемой в области $p-n$ -перехода, следуя Саа, Нойсу и Шокли [198], можно записать

$$I_{\text{обр. rn}} = \frac{q w_{pn} A_{pn} n_i}{2 \tau_{pn} \operatorname{ch} \left[(E_t - E_i) / kT + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_{p0}}{\tau_{n0}} \right]}, \quad (189)$$

где

$$\tau_{pn} = \sqrt{\tau_{p0} \cdot \tau_{n0}}.$$

Величина этой компоненты, в отличие от диффузионной, является зависимой от приложенного к диоду обратного напряжения, поскольку именно его величиной определяется протяженность w_{pn} области пространственного заряда:

$$w_{pn} = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon (\psi_K + U_{\text{обр}})}{q n_n}} \quad (190a)$$

для резкого $p-n$ -перехода и

$$w_{pn} = \sqrt[3]{\frac{12 \varepsilon_0 \varepsilon (\psi_K + U_{\text{обр}})}{q a}} \quad (190b)$$

для плавного $p-n$ -перехода с градиентом концентрации легирующей примеси $a = \frac{dN_a}{dx}$.

При комнатной температуре в германиевых диодах преобладает диффузионная компонента обратного тока, а в кремниевых — компонента, генерируемая в $p-n$ -переходе.

В выражения для обеих компонент обратного тока входят такие изменяющиеся при облучении характеристики материала, как время жизни неосновных носителей и концентрация равновесных носителей. Характер их изменения таков, что во всех случаях способствует росту обратного тока. Подставляя, например, в (188a) выражения для радиационного изменения времени жизни неосновных носителей и концентрации основных, для диффузионной компоненты обратного тока получаем

$$\frac{dI_{\text{обр. д}}}{d\Phi} = q A_{pn} w_0 \frac{n_i^2}{n_n} K + q \frac{A_{pn} w_0}{\tau_p} \cdot \frac{n_i^2}{n_{n0}} \cdot \frac{1}{\beta_A} \cdot \frac{1}{n_1} \cdot \frac{dN_t}{d\Phi} e^{\frac{1}{\beta_A} n_1} \cdot \frac{dN_t}{d\Phi} \Phi. \quad (191)$$

Первое слагаемое, обуславливающее линейную зависимость $I_{\text{обр}}$ от интегрального потока излучения, преобладает в начальной стадии облучения, поскольку концентрация n_n не успевает еще заметно измениться. При дальнейшем облучении ток должен экспоненциально расти с увеличением интегрального потока Φ . Такой общий характер зависимости $I_{\text{обр}}$ от Φ действительно реализуется у германиевых диодов, у которых диффузионная

компонента является основной. На рис. 92 приведена экспериментально полученная зависимость $\ln I_{обр}$ от Φ для одного из маломощных германиевых диодов, удовлетворительно согласующаяся с теоретически предсказываемой.

У кремниевых диодов, у которых преобладает компонента, генерируемая в области $p-n$ -перехода, обратный ток в широком интервале интегральных потоков должен линейно расти с увеличением Φ , поскольку его величина в большей степени определяется временем жизни носителей, чем проводимостью материала или концентрацией основных носителей. Такая зависимость действительно наблюдается в экспериментах, однако нередко она затухает на фоне значительных по сравнению с основной компонентой токов утечки.

Что касается напряжения пробоя, то его величина как до облучения, так и при облучении однозначно связана с концентрацией основных носителей. И если облучение способствует уменьшению проводимости материала, напряжение пробоя как при зенеровском механизме, так и при лавинном размножении носителей должно возрасть.

Зенеровский пробой развивается в тонких $p-n$ -переходах, и потому возможен лишь в диодах, изготовленных из низкоомного сильно легированного материала.

Я. А. Федотов [272], например, отмечает, что в германиевых сплавных переходах такой механизм пробоя развивается при удельных сопротивлениях материала

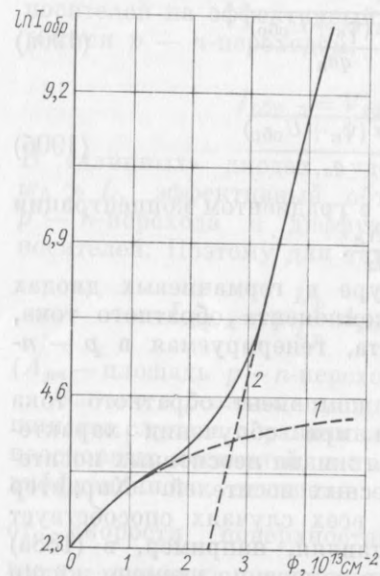


Рис. 92. Характер изменения тока германиевого сплавного диода при его облучении быстрыми нейтронами. Экспериментально полученная зависимость (сплошная линия) может быть представлена суп.позицией двух функций интегрального потока Φ :

линейной (1), $I_{обр} = I_{обр.0} + N\Phi$ и экспоненциальной (2) $I_{обр} = P + Qe^{k\Phi}$.

ниже $0,1-0,2 \text{ ом} \cdot \text{см}$. Для такого типа переходов напряжение зенеровского пробоя может быть выражено через характеристики материала следующим образом [194]:

$$U_{проб} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E_{кр}^2 \mu_0}{2} \rho_0, \quad (192)$$

где $E_{кр}$ — критическая напряженность поля.

Следовательно, в тех случаях, когда проводимость при облучении падает в результате сокращения количества свободных носителей, как это имеет место в германии n -типа и кремнии любого типа проводимости, напряжение зенеровского пробоя увеличивается.

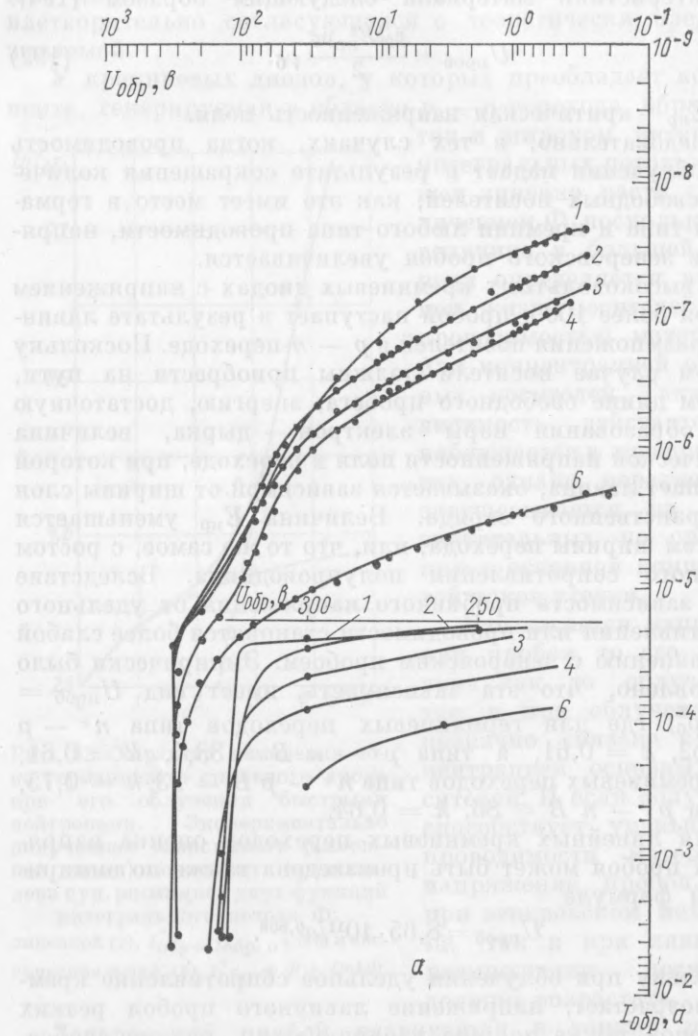
В высоковольтных кремниевых диодах с напряжением пробоя более 100 в пробой наступает в результате лавинного размножения носителей в $p-n$ -переходе. Поскольку в этом случае носители должны приобрести на пути, равном длине свободного пробега, энергию, достаточную для образования пары электрон — дырка, величина критической напряженности поля в переходе, при которой наступает лавина, оказывается зависимой от ширины слоя пространственного заряда. Величина $E_{кр}$ уменьшается с ростом ширины перехода, или, что то же самое, с ростом удельного сопротивления полупроводника. Вследствие этого зависимость пробивного напряжения от удельного сопротивления или проводимости становится более слабой по сравнению с зенеровским пробоем. Эмпирически было установлено, что эта зависимость имеет вид $U_{проб} = B \cdot \rho_0^k$, где для германиевых переходов типа $n^+ - p$ $B = 52$, $k = 0,61$, а типа $p^+ - n$ $B = 83,4$, $k = 0,61$, для кремниевых переходов типа $n^+ - p$ $B = 23$, $k = 0,75$, а типа $p^+ - n$ $B = 86$, $k = 0,64$.

Для линейных кремниевых переходов оценка напряжения пробоя может быть произведена также по эмпирической формуле

$$U_{проб} = 8,65 \cdot 10^{11} / a^{0,508}.$$

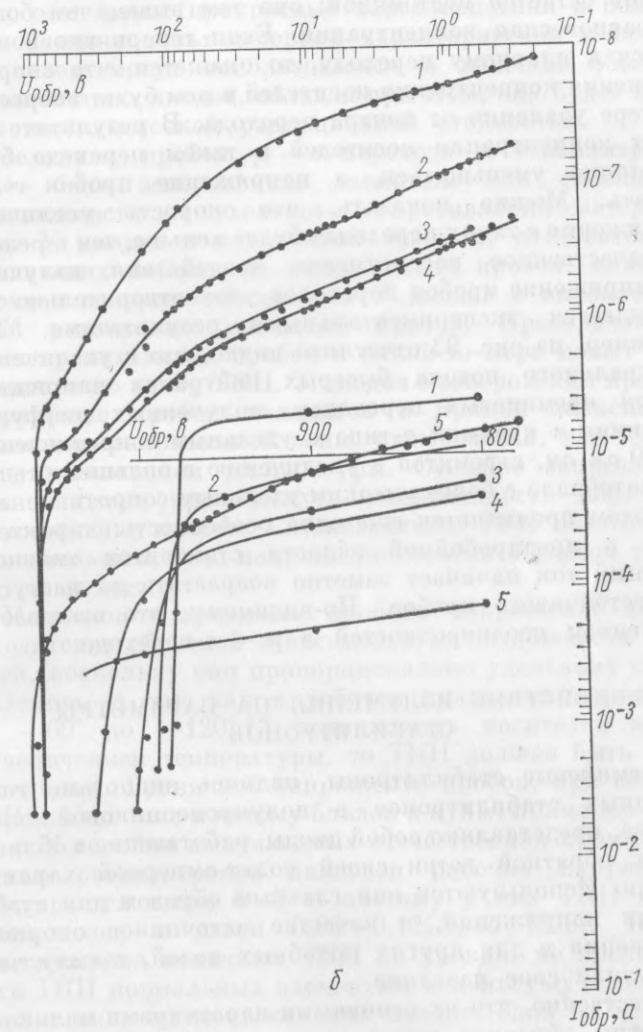
Поскольку при облучении удельное сопротивление кремния возрастает, напряжение лавинного пробоя резких переходов также должно увеличиваться, однако слабее, чем при зенеровском пробое. Аналогичная картина имеет место и для плавных переходов, хотя на первый взгляд это не очевидно.

Выше было показано, что проводимость кремния вне зависимости от типа проводимости при облучении моно-



а

Рис. 93. Характер изменения при облучении быстрыми нейтронами напряжения пробоя кремниевых диффузионных переходов, полученных диффузией бора в кремний n -типа с $\rho = 20 \text{ ом} \cdot \text{см}$ (а) и $\rho = 2 \text{ ом} \cdot \text{см}$ (б): 1 — $\Phi = 0$; 2 — $\Phi = 2,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 3 — $\Phi = 4,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$;



б

нейтронами напряжения пробоя кремниевых диффузионных переходов, полученных диффузией бора в кремний n -типа с $\rho = 2 \text{ ом} \cdot \text{см}$ (а) и $\rho = 20 \text{ ом} \cdot \text{см}$ (б): 4 — $\Phi = 6,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$; 5 — $\Phi = 3,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$; 6 — $\Phi = 4,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

тонно падает, асимптотически стремясь к значению, близкому к собственному. При этом скорость удаления носителей не остается постоянной: она тем выше, чем больше их равновесная концентрация. Если теперь вновь обратиться к плавному переходу, то окажется, что скорость изменения концентрации носителей в нем будет возрастать по мере удаления от центра перехода. В результате градиент концентрации носителей в таком переходе будет монотонно уменьшаться, а напряжение пробоя — возрастать. Можно показать, что скорость увеличения напряжения в таких переходах будет меньше, чем в резких.

Качественное рассмотрение воздействия излучения на напряжение пробоя переходов удовлетворительно подтверждается экспериментальными результатами. Так, например, из рис. 93 отчетливо видно, что с увеличением интегрального потока быстрых нейтронов напряжение пробоя кремниевых переходов, полученных диффузией алюминия в кремний n -типа с удельным сопротивлением 2 и 20 ом·см, стремится к увеличению в большей степени для материала с более высоким удельным сопротивлением. При этом проявляется еще одна особенность: характеристика в предпробойной области становится «мягкой», обратный ток начинает заметно возрастать до наступления устойчивого пробоя. По-видимому, это вызывается появлением неоднородностей в $p-n$ -переходе.

4. ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПАРАМЕТРЫ СТАБИЛИТРОНОВ

Кремниевые стабилитроны, являясь аналогами газоразрядных стабилитронов в полупроводниковой электронике, представляют собой диоды, работающие в области пробоя обратной ветви своей вольт-амперной характеристики. Используются они главным образом для стабилизации напряжения, в качестве источников опорного напряжения и для других подобных целей, в силу чего и получили свое название.

Естественно, что их основными параметрами являются параметры обратной ветви характеристики, такие, как напряжение пробоя, в данном случае называемое напряжением стабилизации $U_{ст}$, его зависимость от рабочего тока пробоя или, иначе говоря, динамическое сопротивление в режиме стабилизации, а также температурный коэффициент напряжения стабилизации (ТКН).

Между тем, будучи по своей конструкции обычными диодами со сплавными или диффузионными $p-n$ -переходами, они имеют прекрасные характеристики в области прямой ветви вольт-амперной характеристики и потому с успехом могут использоваться в качестве обычных низковольтных диодов, обладая при этом, как будет показано ниже, высокой радиационной стойкостью.

Механизм пробоя $p-n$ -перехода в стабилитронах может быть зенеровским, лавинным или смешанным в зависимости от удельного сопротивления материала базы. У диодов с низкоомной базой и, следовательно, обладающих небольшим напряжением пробоя, наиболее вероятен зенеровский пробой. У диодов с высокоомной базой развивается лавинный пробой. Преобладающий характер механизма пробоя в какой-то мере может быть определен по знаку ТКН. У диодов с зенеровским пробоем напряжение пробоя находится в прямой зависимости от ширины запрещенной зоны, сужающейся, как известно, с повышением температуры. Сужение запрещенной зоны снижает критическую напряженность поля $E_{кр}$ и напряжение пробоя. Следовательно, ТКН оказывается отрицательным, т. е. напряжение пробоя с ростом температуры падает.

У диодов с лавинным пробоем напряжение пробоя находится в обратной зависимости от подвижности носителей, поскольку оно пропорционально удельному сопротивлению. А так как в рабочем диапазоне температур (от -60° до $+120^\circ$ С) подвижность носителей падает с увеличением температуры, то ТКН должен быть положительным. Граничное напряжение пробоя, при котором ТКН меняет знак и потому близок к нулю, примерно равно 5,5 в. У серийно выпускаемых отечественной промышленностью стабилитронов диапазон рабочих напряжений простирается выше 6—7 в, поэтому у них ТКН всегда положителен и равен 0,05—0,1%/град [273]. Иногда для снижения величины ТКН до уровня, не превышающего ТКН нормальных элементов, используют последовательное включение нескольких диодов, один из которых работает в режиме стабилитрона на участке пробоя обратной ветви, а остальные — в области прямой ветви, имеющей отрицательный ТКН.

При рассмотрении влияния облучения на характеристики стабилитронов в первую очередь представляет интерес действие излучения на напряжение стабилизации.

Качественное рассмотрение этого вопроса было уже проведено выше, где было показано, что напряжение пробоя как при лавинном, так и при зерновом механизме пробоя монотонно увеличивается. Однако в данном случае важны не качественные, а количественные оценки этого изменения.

Проведем эти оценки на примере низковольтных ($U_{ст} \approx 7 - 10$ в) сплавных стабилитронов. Допуская, что в интересующем диапазоне интегральных потоков быстрых нейтронов ($\leq 10^{15}$ см⁻²) величина критической напряженности поля $E_{кр}$ не сильно изменяется, будем изменение $U_{ст}$ связывать с изменением ширины слоя пространственного заряда w_{pn} . При этих предположениях нетрудно из уравнения (190) получить, что

$$\frac{dU_{ст}}{d\Phi} / U_{ст} = - \frac{dn_n}{2n_n}, \quad (193)$$

т. е. относительная скорость изменения $U_{ст}$ прямо пропорциональна относительной скорости удаления электронов из зоны проводимости. Указанные низковольтные стабилитроны изготавливаются из кремния с электронной проводимостью от 10 до 50 (ом·см)⁻¹ и концентрацией носителей соответственно от 10^{17} до 10^{18} см⁻³. В таком кремнии скорость удаления носителей на один нейтрон практически постоянна и равна сумме скоростей введения А- и Е-центров, а также других вводимых облучением акцепторных уровней. Экспериментальные данные по скорости удаления носителей в таком кремнии, к сожалению, отсутствуют, тем более применительно к тому спектру нейтронов, в котором проводилось облучение стабилитронов. Однако, пользуясь результатами Кантца (см. рис. 90), можно оценить порядок этой скорости. Минимальное значение ее не ниже 7,5 см⁻¹, а максимальное значение, по-видимому, не превышает 20 см⁻¹. Следовательно, относительная скорость удаления носителей и относительная скорость изменения напряжения стабилизации должны заключаться в пределах $(0,4 \div 1) \cdot 10^{-17}$ (нейтрон/см²)⁻¹ для наиболее низковольтных стабилитронов и $(0,4 \div 1) \cdot 10^{-16}$ (нейтрон/см²)⁻¹ для высоковольтных из указанной группы. Экспериментально найденные значения $\frac{dU_{ст}}{d\Phi} / U_{ст}$ для таких стабилитронов оказались в пределах $(0,65 \div 2,3) \cdot 10^{-17}$ (нейтрон/см²)⁻¹.

Из рис. 94, на котором представлена экспериментально определенная зависимость $\frac{dU_{ст}}{d\Phi} / U_{ст}$ от времени облучения в реакторе, видно, что при интегральных потоках до 10^{15} нейтрон/см² эта зависимость при установившемся температурном режиме является линейной.

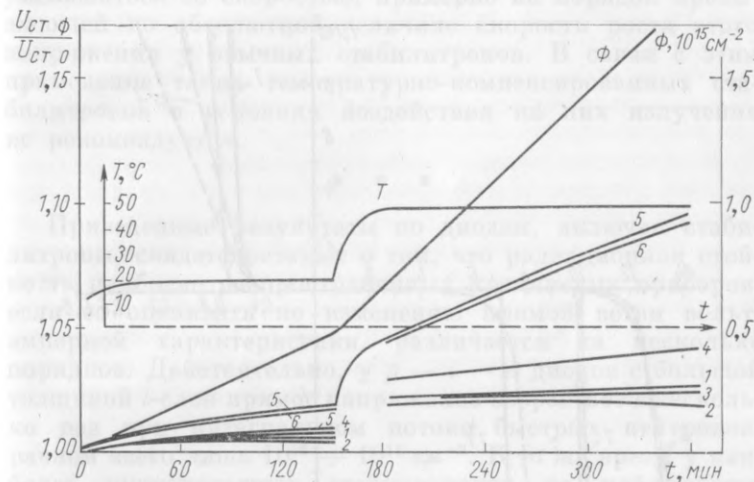


Рис. 94. Зависимость относительного изменения напряжения стабилизации некоторых низковольтных стабилитронов при облучении их быстрыми нейтронами:

1 — 4 — $n = \text{Si}$, $U_{ст} = (8 \div 10)$ в; 5 и 6 — $p = \text{Si}$, $U_{ст} = 10$ в. Для всех стабилитронов при облучении $I_{обр} = 5$ ма.

Следует иметь в виду, что при облучении стабилитронов изменяется не только абсолютная величина напряжения стабилизации, но и динамическое сопротивление на рабочем участке пробоя обратной ветви. Поскольку величина этого сопротивления определяется главным образом сопротивлением толщи базы диода при больших плотностях тока пробоя (≥ 1 а/см²), скорость его изменения также должна быть пропорциональна скорости носителей, что также подтверждается экспериментом. Общий вид обратной ветви вольт-амперной характеристики стабилитронов после их достаточно длительного облучения ясен из рис. 95. Интересно отметить, что в предпробойной области характеристика так же, как и у высоковольтных диодов, становится «мягкой».

Из этого же рисунка видно, что стабилитроны, особенно самые низковольтные, с точки зрения повреждения прямой ветви являются хорошими радиационнотстойкими диодами. Прямое падение напряжения у них в широком интервале интегральных потоков не растет, а монотонно падает, как это и должно быть для диодов либо имеющих

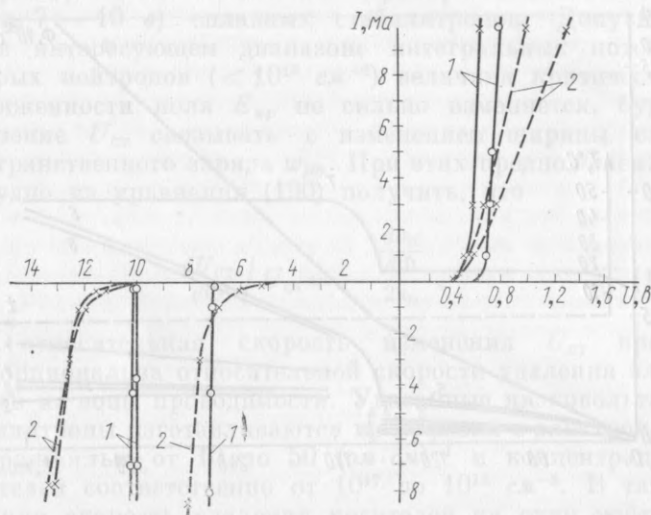


Рис. 95. Вольт-амперные характеристики нескольких образцов низковольтных стабилитронов до (1) и после (2) облучения интегральным потоком быстрых нейтронов $7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

тонкую базу, либо изготовленных из очень низкоомного материала (см. выражение (157) для граничной плотности тока $I_{\text{пр}}^0$, при которой $dU_g/d\Phi = 0$).

Что касается действия излучения на ТКН, то в пределах, когда сохраняется линейная зависимость между $U_{\text{ст}}$ и Φ , как показали эксперименты, ни его величина ни знак не претерпевают существенных изменений.

В заключение остановимся кратко на радиационном повреждении параметров стабилитронов с ничтожно малым ТКН, полученным в результате последовательного включения нескольких диодов. В их основу положен принцип компенсации положительного ТКН напряжения пробоя обратной ветви отрицательным ТКН напряжения прямой ветви нескольких диодов. Но прямое напряжение, как

это видно из рис. 53, не является стабильным при облучении. Оно, как это вытекает из формулы (153), монотонно уменьшается со скоростью, равной по порядку величины $10^{-15} - 10^{-16} \text{ в} \cdot (\text{нейтрон}/\text{см}^2)^{-1}$ для рассматриваемых стабилитронов. Следовательно, напряжение стабилизации у таких приборов будет при облучении непрерывно уменьшаться со скоростью, примерно на порядок превышающей по абсолютной величине скорость роста этого напряжения у обычных стабилитронов. В связи с этим применение таких температурно-компенсированных стабилитронов в условиях воздействия на них излучения не рекомендуется.

* * *

Приведенные результаты по диодам, включая стабилитроны, свидетельствуют о том, что радиационная стойкость наиболее распространенных кремниевых приборов, если ее оценивать по изменению прямой ветви вольт-амперной характеристики, различается на несколько порядков. Действительно, у $p-i-n$ диодов с большой толщиной i -слоя прямое напряжение возрастает в несколько раз при интегральном потоке быстрых нейтронов, равном всего лишь $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В то же время у наиболее низковольтных стабилитронов не наблюдается практически никакого увеличения $U_{\text{д}}$ даже при интегральном потоке нейтронов, превышающем 10^{16} см^{-2} . Такое значительное различие их стойкости обусловлено, с одной стороны, различием в проводимости используемого для изготовления диодов материала, а с другой — их конструктивными особенностями, или, точнее, толщиной базовой области. Казалось бы, вопрос о радиационной стойкости диодов не должен ставиться, по крайней мере в настоящее время, в связи с тем, что такие диоды, как стабилитроны, обладают более высокой стойкостью по сравнению, скажем, с транзисторами. Однако эти диоды в большинстве случаев не могут быть использованы из-за низкого пробивного напряжения. Последнее, в свою очередь, тесно связано с проводимостью материала и с толщиной базы, т. е. теми факторами, от которых зависят изменения в прямой ветви. Увеличения пробивного напряжения можно достигнуть использованием материала с меньшей проводимостью, что повлечет за собой, как это следует из изложенного, снижение стойкости диода.

Выше уже отмечалось, что радиационностойкий диод (имеется в виду прямая ветвь вольт-амперной характеристики) принципиально не может быть высокоомным. Но поскольку толщина базы начинает сказываться на величине напряжения пробоя лишь тогда, когда она становится настолько тонкой, что область пространственного заряда при высоких обратных напряжениях перекрывает ее полностью, остается возможность варьированием толщины базы и проводимости подобрать такие параметры материала и конструкции диода, при которых он будет обладать максимально достижимой стойкостью при заданном напряжении пробоя. В этом, собственно, и заключается задача оптимального конструирования радиационностойких диодов. Некоторые направления ее решения ясны из изложенного.

С другой стороны, как нам кажется, приведенные в настоящем параграфе соотношения, определяющие повреждение диодов в условиях облучения, позволят инженерам, конструирующим аппаратуру, правильно ориентироваться в выборе диодов, способных длительное время функционировать под действием ядерных излучений.

Глава III

ДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

1. ОСОБЕННОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ОБЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Под импульсным облучением обычно понимают такое воздействие, при котором за короткое время, исчисляемое малыми долями секунды, объект облучается сравнительно большим интегральным потоком нейтронов или дозой γ -излучения. Отличительной особенностью такого облучения является высокая плотность потока излучения, вызывающая появление некоторых новых эффектов, практически полностью отсутствующих при длительном непрерывном облучении.

Импульсное облучение быстрыми нейтронами, равно как и непрерывное длительное, сопровождается появлением остаточных изменений в характеристиках полупроводников и параметрах полупроводниковых приборов, однако его конечный результат определяется не только количеством излучения (интегральным потоком или поглощенной дозой), но также интенсивностью воздействия или плотностью потока излучения в большей степени, чем при непрерывном облучении. Процессы, вызванные импульсным облучением в объеме и на поверхности полупроводника, не завершаются одновременно с окончанием облучения, а продолжают и некоторое время спустя. Завершаются они образованием стабильных при данной температуре радиационных дефектов, определяющих необратимые изменения как характеристик полупроводниковых материалов, так и параметров приборов. В этот период развития неустановившихся процессов может иметь место как «созревание» дефектов, сопровождающееся образованием из простых дефектов Френкеля более сложных объединений (комплексов вакансий с примесями, дивакансий и др.), так и их «отжиг», т.е. заполнение вакансий смещенными в междоузлия атомами. Соотношение между скоростями этих противоположных

по своему характеру процессов зависит от температуры тела, концентрации примесей, с которыми взаимодействуют дефекты, и некоторых других факторов.

Исследование кинетики образования и отжига дефектов, вводимых импульсным облучением в полупроводники и полупроводниковые приборы, представляет особый интерес для радиационной физики твердого тела, поскольку позволяет получить дополнительную информацию о механизме образования устойчивых при данной температуре дефектов.

В качестве источников импульсного излучения для таких исследований используются линейные ускорители электронов [274] с длительностью импульсов порядка единиц и долей микросекунды и различные импульсные реакторы с длительностью всплеск нейтронного излучения от нескольких десятков микросекунд до единиц миллисекунд [221, 275].

Ржевуски [276] отмечал, что импульсное облучение ускоренными электронами, сопровождающееся интенсивной ионизацией и нагревом полупроводников, не позволяет изучить процессы отжига, протекающие в следующий за импульсом короткий промежуток времени, пока не восстановятся температура и стационарная концентрация носителей. Нагрев может быть значительным: он достигает 20° после импульса электронов $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, даже если образец помещен в жидкий азот. Скорость восстановления температуры зависит от теплопроводности материала и свойств его теплового контакта с держателем и средой. Длительность восстановления после электронного возбуждения определяется скоростью рекомбинации избыточных носителей.

Нейтронное облучение имеет в этом отношении определенные преимущества и потому широко используется для изучения быстрого отжига созданных им повреждений. Интегральный поток, равный $5 \cdot 10^{12} \text{ нейтрон/см}^2$, который может быть получен за импульс длительностью 50 мксек на полуширине с помощью таких нейтронных критических сборок, как «Годива» [221, 277] и SPRF [278], достаточен для того, чтобы на 5–10% изменить электропроводность германия или кремния с удельным сопротивлением около $10 \text{ ом} \cdot \text{см}$, а также почти в два раза изменить коэффициент передачи тока базы некоторых транзисторов. Сопутствующий такому облучению нагрев не превышает нескольких десятых долей градуса.

Первые эксперименты по изучению неуставившихся процессов возникновения и отжига дефектов были поставлены Штейном [91] на германии. Измерения проводимости и холловской подвижности в период после импульсного нейтронного облучения показали, что при температурах, близких к 200° К , удельное сопротивление германия n -типа продолжает увеличиваться и после облучения. Восстановление вызванного облучением изменения проводимости преобладает при температурах, превышающих 273° К .

В последнее время для изучения нестационарных явлений импульсного облучения начали использоваться транзисторы [272]. Применение их для этих целей имеет определенные преимущества, поскольку они в меньшей степени подвержены влиянию ионизации, сопровождающей нейтронное облучение, и могут функционировать при уровнях инжекции, превышающих уровень возбуждения, вызванного остаточным γ -фоном.

Сандер [280], исследуя процессы отжига в транзисторах, производил сравнение количества повреждений, оставшихся в тот или иной момент времени, с количеством повреждений через 10^3 сек после импульса. Коэффициент отжига он определял отношением $[1 - \alpha(t)]/[1 - \alpha(10^3)]$ или $[1 - \alpha(t)]/[1 - \alpha(\infty)]$, откуда видно, что он всегда больше единицы.

Сандер и Грегори [281] обнаружили, что у кремниевых $n - p - n$ -планарных эпитаксиальных транзисторов 2N914, облученных импульсом нейтронов ($\Phi = 1,8 \times 10^{13} \text{ нейтрон/см}^2$, $E_n > 10 \text{ кэв}$), коэффициент отжига, соответствующий моменту 10^{-4} сек , зависит от температуры облучения: он снижается по мере ее увеличения. Эта зависимость предполагает существование термически активируемого процесса быстрого отжига. Коэффициент отжига в момент времени 10^{-4} сек по отношению к моменту 10^3 сек изменялся от 2 до 5 при изменении температуры соответственно от 348 до 213° К . Временной ход процесса отжига указал на существование двух его стадий, первая из которых наблюдается только при низких температурах, а вторая начинается с того момента, когда коэффициент отжига достигает значения, примерно равного 2,5.

Биндер и Батчер [282] нашли, что первая стадия отжига соответствует кинетическим уравнениям первого порядка, т. е. концентрация дефектов экспоненциально спадает с течением времени. В связи с этим они предпо-

жили, что она обусловлена рекомбинацией соседних близко расположенных дефектов. С другой стороны, временная зависимость, характерная для второй стадии, соответствует отжигу, ограниченному процессами диффузии [282].

Для практики не менее важным является другой эффект, характерный для импульсного облучения, — интенсивная ионизация вещества и, как следствие ее, появление больших нестационарных токов и э. д. с. в полупроводниковых приборах. Ионизация является результатом поглощения в веществе главным образом γ -излучения. Вклад нейтронов в ионизацию полупроводников при их облучении в смешанном γ -нейтронном потоке импульсных реакторов невелик и не превышает 0,2% для германия и 7% для кремния [283].

При поглощении рентгеновских или γ -квантов в результате фотоэффекта, комптон-эффекта и образования пар электрон — позитрон в веществе возникают свободные электроны с энергией, достаточной для того, чтобы вызвать каскадные процессы размножения вследствие ударной ионизации. В конечном счете энергия поглощенных квантов затрачивается на ионизацию, т. е. на образование свободных дырок и электронов в валентной зоне и в зоне проводимости, а также на нагрев полупроводника.

Средняя энергия ϵ , затрачиваемая на образование одной пары электрон — дырка при поглощении квантов с большой энергией, значительно превышает ширину запрещенной зоны. Экспериментально найденные значения ϵ , равные 3,6 и 3,0 эв соответственно для кремния и германия [13], находятся в хорошем согласии со значениями, рассчитанными на основе представлений, развитых Шокли [181]. Используя эти значения средней энергии образования пар, значения плотности германия и кремния, а также определение 1 рад как поглощенной энергии ионизирующего излучения, отнесенной к единице массы (1 рад = 100 эрг/г), можно показать, что рентгеновское или γ -излучение с мощностью поглощенной дозы 1 рад/сек генерирует около $4,3 \cdot 10^{13}$ пар/(см³·сек) носителей в кремнии и около $1,1 \cdot 10^{14}$ пар/(см³·сек) носителей в германии.

Когда на диоды или транзисторы воздействует γ -излучение, часть генерируемых вблизи p — n -перехода носителей будет разделяться им и вызывать на выводах прибора либо напряжение, либо ток, если прибор включен

в замкнутую цепь. При высокой плотности потока ионизирующего излучения обусловленные им нестационарные токи могут достигать уровня рабочих токов приборов или даже превышать их, вызывая тем самым нарушения в работе электронной аппаратуры.

2. ИОНИЗАЦИОННЫЙ ТОК В p — n -ПЕРЕХОДЕ

Для описания вызванного импульсом излучения переходного процесса в приборе с одним p — n -переходом рассмотрим распределение концентрации неравновесных

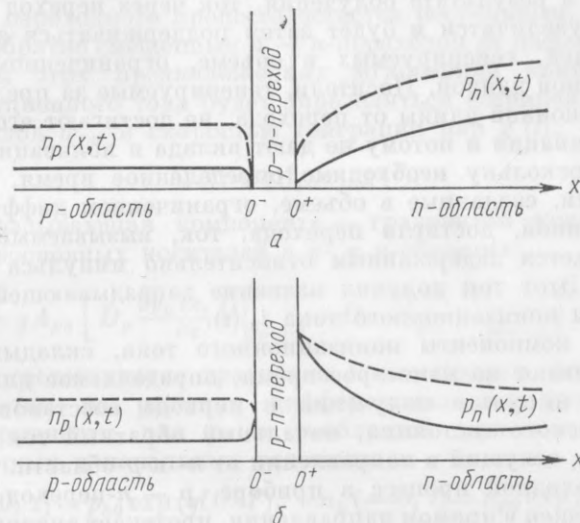


Рис. 96. Распределение концентрации неосновных носителей вблизи p — n -перехода до (сплошная кривая) и в момент облучения (пунктирная кривая): а — обратосмещенный переход; б — прямосмещенный переход.

носителей, созданных излучением. Распределение концентрации неосновных носителей до облучения, в случае обратосмещенного p — n -перехода, показано на рис. 96, а сплошной линией. Излучение будет генерировать пары носителей равномерно во всем объеме. Носители, возникшие непосредственно в области пространственного заряда, будут ускорены полем перехода и собраны p - и n -областями за время, исчисляемое единицами и долями наносекунд, т. е. практически сразу же после начала облучения.

Поэтому у тока, вызванного движением этих носителей, отсутствует задержка по отношению к импульсу излучения, а сам он получил название мгновенной компоненты ионизационного тока $i_M(t)$.

Носители, созданные вне области $p-n$ -перехода, вызывают увеличение концентрации неосновных носителей, как показано пунктирной линией на том же рисунке. (Эта линия описывает распределение концентрации носителей в момент, соответствующий окончанию очень короткого импульса излучения.) Из-за того, что градиент концентрации неосновных носителей вблизи перехода возрос в результате облучения, ток через переход постепенно увеличится и будет затем поддерживаться за счет носителей, генерируемых в объеме, ограниченном диффузионной длиной. Носители, генерируемые за пределами диффузионной длины от перехода, не достигают его из-за рекомбинации и потому не дают вклада в ионизационный ток. Поскольку необходимо определенное время, чтобы носители, созданные в объеме, ограниченном диффузионной длиной, достигли перехода, ток, вызываемый ими, оказывается задержанным относительно импульса излучения. Этот ток получил название запаздывающей компоненты ионизационного тока $i_z(t)$.

Обе компоненты ионизационного тока, складываясь, увеличивают на некоторое время, определяемое длительностью импульса излучения и периода восстановления равновесного состояния, начальный обратный ток через переход, текущий в направлении от n - к p -области.

Переходной процесс в приборе, $p-n$ -переход которого смещен в прямом направлении, протекает аналогично. Однако из-за того, что прямое смещение неполностью компенсирует собственное поле $p-n$ -перехода, мгновенная компонента ионизационного тока будет по-прежнему направлена от n - к p -области, т. е. навстречу нормальному прямому току. Из рис. 96, б видно, что носители, генерируемые вне перехода в n - и p -областях, будут уменьшать градиент концентрации инжектируемых переходом неосновных носителей и уменьшать прямой ток. Таким образом, результирующий ток в момент облучения может быть найден суперпозицией нормального прямого тока и двух компонент ионизационного тока.

Определим величину и временную зависимость обеих компонент ионизационного тока в приборе с одним $p-n$ -переходом при следующих предположениях:

1) прибор имеет одномерную структуру;
2) протяженность p - и n -областей значительно превышает диффузионную длину соответствующих неосновных носителей;

3) мощность дозы излучения не столь велика, чтобы вызвать модуляцию проводимости p - и n -областей;

4) p - и n -области прибора однородно легированы, поэтому поле во всем объеме, за исключением $p-n$ -перехода, либо отсутствует, либо незначительно по своей величине;

5) напряжение на $p-n$ -переходе в период протекания переходного процесса остается постоянным, и прибор с обратным смещенным $p-n$ -переходом не насыщается.

При этих предположениях мгновенная компонента ионизационного тока будет определяться шириной запорного слоя w_{pn} и скоростью генерации пар $g(t)$:

$$i_M(t) = qA_{pn}w_{pn}g(t), \quad (194)$$

а запаздывающая компонента — градиентом концентрации неосновных носителей в p - и n -областях:

$$i_z(t) = qA_{pn} \left[D_p \frac{\partial p_n(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=+0} - D_n \frac{\partial n_p(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=-0} \right]. \quad (195)$$

Соответствующие градиенты концентрации носителей определим из решения дифференциальных уравнений непрерывности для p - и n -областей при следующих граничных и начальных условиях:

$$p_n(+0, t) = p_{n0} \exp(qU/kT), \quad n_p(-0, t) = n_{p0} \exp(qU/kT),$$

$$\lim_{x \rightarrow +\infty} |p_n(x, t)| < \infty, \quad \lim_{x \rightarrow -\infty} |n_p(x, t)| < \infty.$$

$p_n(x, 0)$ и $n_p(x, 0)$ соответствуют равновесным распределениям для приложенного к переходу обратного напряжения $U_{обр}$.

Решим дифференциальное уравнение непрерывности для n -области:

$$\frac{\partial p_n(x, t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p_n(x, t)}{\partial x^2} - \frac{p_n(x, t) - p_{n0}}{\tau_p} + g(t). \quad (196)$$

При постоянном $U_{обр}$ это линейное уравнение с постоянными коэффициентами удобно решать с помощью операторного преобразования. Решение для p -области можно получить аналогичным образом. Опуская процесс реше-

ния, запишем в операторной форме его решение *:

$$P_n(x, s) = \frac{G(s)}{s+1/\tau_p} [1 - \exp(-x\sqrt{(s+1/\tau_p)/D_p})] + p_n(x, 0), \quad (197)$$

где $G(s) = g(t)$.

Подставляя в (195) выражение для $P_n(x, s)$ и аналогичное выражение для $N_p(x, s)$, находим для ионизационного тока решение в операторной форме:

$$I_n(s) = I_m(s) + I_3(s) = qA_{pn}G(s) \left[w_{pn} + \frac{\sqrt{D_p\tau_p}}{\sqrt{1+s\tau_p}} + \frac{\sqrt{D_n\tau_n}}{\sqrt{1+s\tau_n}} \right]. \quad (198)$$

Обратное преобразование для некоторых частных случаев функции $g(t)$ дает:

а) для ступенчатой функции с амплитудой G в момент времени $t=0$

$$i_n(t) = qA_{pn}G [w_{pn} + \sqrt{D_p\tau_p} \operatorname{erf}(\sqrt{t/\tau_p}) + \sqrt{D_n\tau_n} \operatorname{erf}(\sqrt{t/\tau_n})]; \quad (199)$$

б) то же при $t \rightarrow \infty$ (установившееся квазиравновесное значение тока):

$$I_n = qA_{pn}G [w_{pn} + L_p + L_n], \quad (200)$$

где

$$L_p = \sqrt{D_p\tau_p} \quad \text{и} \quad L_n = \sqrt{D_n\tau_n};$$

в) для прямоугольного импульса с амплитудой G и длительностью t_n

$$i_n(t) = qA_{pn}G [w_{pn} + \sqrt{D_p\tau_p} \operatorname{erf}(\sqrt{t/\tau_p}) + \sqrt{D_n\tau_n} \operatorname{erf}(\sqrt{t/\tau_n})] \quad \text{для} \quad 0 \leq t \leq t_n; \quad (201a)$$

$$i_n(t) = qA_{pn}G \left\{ \sqrt{D_p\tau_p} [\operatorname{erf}(\sqrt{t/\tau_p}) - \operatorname{erf}(\sqrt{(t-t_n)/\tau_p})] + \sqrt{D_n\tau_n} [\operatorname{erf}(\sqrt{t/\tau_n}) - \operatorname{erf}(\sqrt{(t-t_n)/\tau_p})] \right\} \quad \text{для} \quad t > t_n; \quad (201b)$$

г) предельный случай предыдущей задачи при $t_n \rightarrow 0$

$$i_n(t) = qA_{pn}Gw_{pn} \quad 0 \leq t \leq t_n; \quad (202a)$$

$$i_n(t) = qA_{pn}Gt_n \left[\frac{\sqrt{D_p}e^{-t/\tau_p} + \sqrt{D_n}e^{-t/\tau_n}}{\sqrt{\pi t}} \right] \quad \text{для} \quad t > t_n; \quad (202b)$$

* О решении уравнений с частными производными операторным методом см., например, справочник [284].

д) общий случай произвольной функции $g(t)$

$$i_n(t) = qA_{pn} \left\{ w_{pn}g(t) + \int_0^t g(t-\lambda) \left[\frac{\sqrt{D_p}e^{-\lambda/\tau_p} + \sqrt{D_n}e^{-\lambda/\tau_n}}{\sqrt{\pi\lambda}} \right] d\lambda \right\}. \quad (203)$$

Предположение о том, что электрическое поле в объеме материала вне $p-n$ -перехода незначительно, заведомо не выполняется в приборе, в котором переход смещен в прямом направлении. Если все же принять, что ионизационный ток и уровни инжекции малы по сравнению с прямым током и концентрациями основных носителей, то существующие поля не будут заметно изменяться, в связи с чем и для этого случая может быть проведен аналогичный анализ, который для стационарного состояния дает [285]

$$I_n = qA_{pn}G \left[\tau_p \left(\sqrt{\frac{D_p}{\tau_p} + \frac{\mu_p^2 E_p^2}{4}} - \frac{\mu_p E_p}{2} \right) + \tau_n \left(\sqrt{\frac{D_n}{\tau_n} + \frac{\mu_n^2 E_n^2}{4}} - \frac{\mu_n E_n}{2} \right) + w_{pn} \right], \quad (204)$$

где E_p и E_n — электрические поля в p - и n -областях. Выражение (204) сводится к

$$I_n = qA_{pn}w_{pn}G \quad (205)$$

при больших полях, соответствующих прямому смещению.

3. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ДИОДА, МОДЕЛИРУЮЩАЯ ЕГО РЕАКЦИЮ НА ИМПУЛЬС ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Выше были получены выражения для ионизационного тока в приборе с одним $p-n$ -переходом, представляющим собой идеализированный диод. В реальных диодах, работающих в различных схемах включения в радиоэлектронной аппаратуре, принятые выше упрощающие предположения далеко не всегда удовлетворяются. Чаще всего это не сильно влияет на конечный результат, однако в ряде случаев использование выражений для $i_n(t)$ идеализированного диода может привести к большим погрешностям при оценке величины и характера действительного переходного процесса.

Идеализированному диоду наиболее точно соответствуют диоды с плавным $p-n$ -переходом, изготовленные методом выращивания из расплава или диффузии примесей. В сплавных диодах, в отличие от выращенных и диффузионных, одна из областей сильно легирована и имеет малое время жизни неосновных носителей заряда. Поэтому соответствующим членом в выражениях для $i_n(t)$ можно пренебречь. Сплавные диоды имеют, как правило, сильно развитую периферийную область базового кристалла; в связи с этим у них эффективный объем, определяющий установившееся значение запаздывающей компоненты ионизационного тока I_z , превышает произведение площади перехода A_{pn} на диффузионную длину неосновных носителей. Среднее время сбора носителей из объема кристалла и периферийных поверхностных областей из-за различия в скоростях рекомбинации неосновных носителей в объеме и на поверхности в общем случае оказывается неодинаковым. Вследствие этого фронт импульса запаздывающей компоненты ионизационного тока уже не будет описываться одной функцией $\text{erf} \sqrt{t/\tau}$.

Во многих диодах широко используется модуляция проводимости базового материала. В таких диодах заведомо не выполняется предположение о большой протяженности p - или n -областей по отношению к диффузионной длине. Время жизни τ в выражениях для $i_n(t)$ заменяется в этом случае на время диффузии носителей от омического контакта до $p-n$ -перехода, однако вид самого выражения будет теперь зависеть от условий рекомбинации на омическом контакте.

В импульсных диодах, у которых время жизни неосновных носителей уменьшено технологическим путем до предельно малых значений, запаздывающая компонента $i_z(t)$, дающая обычно наибольший вклад в $i_n(t)$, может оказаться малой по сравнению с мгновенной компонентой $i_m(t)$. В этих условиях импульс ионизационного тока будет в значительной степени повторять импульс излучения, а амплитуда его будет зависеть не только от мощности дозы излучения, но и от приложенного к диоду обратного напряжения.

В реальных схемах включения диодов с нагрузкой обратное напряжение на переходе не остается постоянным в продолжение воздействия импульса излучения. Изменение его влечет за собой изменение ширины забор-

ного слоя перехода w_{pn} и его зарядной емкости C_{pn} . Поэтому и ионизационный ток через диод и напряжение на нем будут, в конечном счете, определяться не только параметрами импульса излучения, но и внешней цепью. В предельном случае, соответствующем большой мощности дозы облучения и ограничению тока в цепи обратного смещенного диода, поляриность напряжения на $p-n$ -переходе изменится на обратную. Переход окажется смещенным в прямом направлении. Диод будет оставаться в таком насыщенном состоянии некоторое время и после прекращения облучения.

Реакция реальных диодов на импульс ионизирующего излучения для многих вариантов схем включения их в электронную аппаратуру может быть смоделирована эквивалентной схемой, приведенной на рис. 97 и основанной на представлениях, развитых в работе [286] применительно к транзисторам.

В соответствии с этими представлениями будем полагать, что ток в диоде определяется зарядом Q , накопленным в объеме p - и n -областей. Введенный в эквивалентную схему накопитель S отражает свойство p - и n -областей диода накапливать электроны и дырки в равном количестве с сохранением нейтральности*, т. е. без появления электрических полей. Этот накопитель может быть уподоблен бесконечной емкости. Заряд Q экспоненциально связан с напряжением U на идеальном диоде ($p-n$ -переходе реального диода).

$$Q = Q_0 \exp(qU/kT), \quad (206)$$

где Q_0 — заряд при $U = 0$.

* При условии низкого уровня инжекции и сравнительно небольшой концентрации неравновесных носителей, т. е. $\Delta n = \Delta p \ll n_n$ или $\Delta n = \Delta p \ll p_p$.

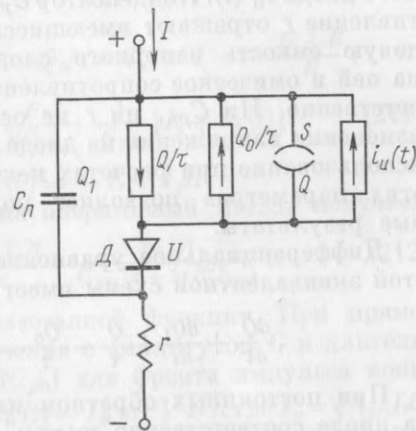


Рис. 97. Эквивалентная схема диода, моделирующая его реакцию на импульс ионизирующего излучения.

Полный ток через диод определяется тремя генераторами тока: Q/τ , Q_0/τ и $i_n(t)$. Ток, генерируемый первым, зависит от приложенного к переходу напряжения, ток второго соответствует току насыщения, а ток третьего представляет собой ионизационный ток идеализированного диода $i_n(t)$. Конденсатор C_{pn} , заряд Q_1 на нем и сопротивление r отражают имеющиеся в реальном диоде зарядовую емкость запорного слоя $p-n$ -перехода, заряд на ней и омическое сопротивление толщи кристалла соответственно. Ни C_{pn} , ни r не остаются постоянными при изменении напряжения на диоде и тока через него, однако использование при расчетах некоторых средних значений этих параметров позволяет получать удовлетворительные результаты.

Дифференциальное уравнение сохранения заряда для этой эквивалентной схемы имеет вид

$$\frac{dQ}{dt} + \frac{dQ_1}{dt} + \frac{Q}{\tau} - \frac{Q_0}{\tau} - I - i_n(t) = 0. \quad (207)$$

При постоянных обратном или прямом напряжениях на диоде соответственно имеем:

а) при $U_{обр} = \text{const}$

$$Q = 0, \quad \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ_1}{dt} = 0,$$

ток во внешней цепи равен

$$I = -\left[\frac{Q_0}{\tau} + i_n(t)\right] = -[I_s + i_n(t)], \quad (208)$$

так как по определению $Q_0/\tau = I_s$ (I_s — ток насыщения диода);

б) при $U_{пр} = \text{const}$,

$$Q = Q_0 \exp(qU/kT), \quad \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ_1}{dt} = 0;$$

$$I = \frac{Q}{\tau} - \frac{Q_0}{\tau} - i_n(t) = I_s [\exp(qU_{пр}/kT) - 1] - i_n(t). \quad (209)$$

Часто встречаются случаи, когда обратный ток ограничен внешним сопротивлением R на уровне $I_{обр. макс} = E/R$, и потому при большой мощности дозы диод входит в насыщение. Пока $p-n$ -переход смещен в обратном направлении, будем считать, что $Q = 0$, а $\frac{dQ}{dt} \ll \frac{dQ_1}{dt}$. Погрешность, вносимая таким условием, оказывается

существенной лишь в области обратных напряжений, на несколько значений kT/q отличающихся от нуля. Уравнение сохранения заряда для первой стадии переходного процесса ($U_{обр} < 0$) при $C_{pn} = \text{const}$ имеет вид

$$\frac{dQ_1}{dt} - \frac{Q_0}{\tau} - I - i_n(t) = 0, \quad (210)$$

но так как $\frac{dQ_1}{dt} = C_{pn} \frac{dU}{dt}$, $Q_0/\tau = I_s$ и $I = -\frac{U+E}{R}$, то

$$\frac{dU}{dt} + \frac{U}{RC_{pn}} = -\frac{E}{RC_{pn}} + \frac{1}{C_{pn}} [I_s + i_n(t)] \quad (211)$$

с начальным условием $U(0) = -E + I_s R$.

Используя для решения операторный метод, получаем

$$U(s) = -\frac{E - I_s R}{s} + \frac{I_n(s)}{C_{pn}(s + 1/RC_{pn})}, \quad (212)$$

где s — аргумент преобразованной функции. При прямоугольном импульсе излучения с амплитудой G и длительностью t_n ($t_n > \tau$, $t_n > RC_{pn}$) для фронта импульса ионизационного тока имеем $i_n(t) = I_n \text{erf} \sqrt{t/\tau}$, где $I_n = qA_{pn}LG$. (Здесь, как и ранее, A_{pn} обозначена площадь перехода.) В преобразованной форме

$$I_n(s) = \frac{I_n}{\sqrt{\tau s} \sqrt{s + 1/\tau}}. \quad (213)$$

Подставляя (213) в (212) и делая обратное преобразование, получаем для напряжения на диоде

$$U(t) = -(E - I_s R) + I_n R \left[\text{erf} \sqrt{t/\tau} - \frac{e^{-t/RC_{pn}} \text{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau} \left(1 - \frac{\tau}{RC_{pn}}\right)}}{\sqrt{1 - t/RC_{pn}}} \right]. \quad (214)$$

На рис. 98 приведены графики функции

$$F(t) = \text{erf} \sqrt{t/\tau} - \frac{e^{-t/RC_{pn}} \text{erf} \sqrt{\frac{t}{\tau} \left(1 - \frac{\tau}{RC_{pn}}\right)}}{\sqrt{1 - t/RC_{pn}}}$$

для различных τ/RC_{pn} .

В момент времени t_1 , определяемый из уравнения $F(t_1) = \frac{E - I_s R}{I_n R}$, ток достигает насыщения.

На второй стадии переходного процесса происходит увеличение напряжения прямого смещения начиная от нуля. Для этого периода, решая уравнение (207) при ус-

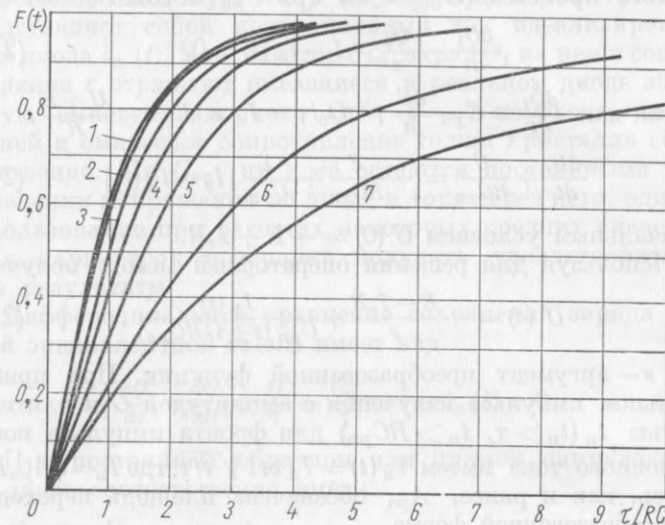


Рис. 98. График функции $F(t)$ для различных значений $\tau/RC_{пр}$:

1 — 0,1; 2 — 0,2; 3 — 0,5; 4 — 1,0; 5 — 2,0; 6 — 5,0; 7 — 100.

ловии $\frac{dQ_1}{dt} < \frac{dQ}{dt}$, $Q(0) = 0$ и $i_n(t) = I_n \operatorname{erf} \sqrt{(t+t_1)/\tau}$, получаем

$$Q(t) = Q_0 - \tau I_{обр. макс} (1 - e^{-t/\tau}) + I_n \tau \times \\ \times \left[\operatorname{erf} \sqrt{\frac{t+t_1}{\tau}} - \operatorname{erf} \sqrt{\frac{t_1}{\tau}} e^{-t/\tau} \right] - \\ - I_n \frac{2\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi}} e^{-\frac{(t+t_1)}{\tau}} [V_{t_1+t} - V_{t_1}]. \quad (215)$$

Установившееся значение $Q(t)$ при $t \rightarrow \infty$ равно

$$Q(t) = Q_0 + I_n \tau - I_{обр. макс} \tau. \quad (216)$$

Этому заряду соответствует установившееся прямое напряжение на диоде

$$U_{пр} = \frac{kT}{q} \ln 1 + \frac{I_n - I_{обр. макс}}{I_s}. \quad (217)$$

Для третьей стадии переходного процесса — рассасывания накопившегося заряда — решение уравнения (207) при начальном условии $Q(0) = Q_0 + I_n \tau + I_{обр. макс} \tau$ и отсутствии ионизационного тока [$i_n(t) = 0$] имеет вид

$$Q(t) = Q_0 - I_{обр. макс} \tau + I_n \tau e^{-t/\tau}. \quad (218)$$

Из уравнения $Q(t) = Q_0$, соответствующего условию выхода диода из насыщения, может быть определено время насыщения при облучении:

$$t_{пр} = \tau \ln \frac{I_n}{I_{обр. макс}}. \quad (219)$$

Последняя стадия восстановления обратного напряжения принципиально ничем не отличается от таковой для обычного переключения напряжения на диоде с прямого на обратное [287, 288].

4. РЕАКЦИЯ ТРАНЗИСТОРА НА ИМПУЛЬС ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ЕГО ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА

Характер развития переходного процесса в транзисторах при импульсном облучении рассмотрим на примере прибора со структурой $p-n-p$, включенного в схему с общим эмиттером и работающего в активной области, т. е. при прямом смещении эмиттерного и обратном смещении коллекторного переходов. В начальной стадии переходной процесс в них протекает аналогично тому, как это имеет место в диодах. Электроны и дырки, генерируемые излучением, диффундируют к $p-n$ -переходам и собираются соответственно в p - и n -областях, вызывая своим движением через переходы обычный ионизационный ток. В этом токе также могут быть выделены две компоненты — мгновенная и запаздывающая.

В первой стадии этого процесса в базе транзистора будет накапливаться нескомпенсированный заряд основных носителей — электронов. Этот отрицательный заряд уменьшает высоту потенциального барьера эмиттерного перехода, вызывая дополнительную инжекцию дырок из эмиттера в базу. Инжектированные дырки компенсируют неравновесный заряд электронов и, диффундируя к коллектору, обуславливают большой результирующий ток транзистора до тех пор, пока в базе сохраняется этот неравновесный заряд.

У сплавно-диффузионных и диффузионных транзисторов диффузионная длина неосновных носителей в коллекторе превышает ширину базовой области, поэтому основная доля накапливаемого заряда создается за счет притока электронов из коллектора. В противоположность этому у сплавных транзисторов из-за крайне малых диффузионных длин неосновных носителей в сильнолегированных эмиттере и коллекторе основным источником электронов будет сама база и ее периферийные области.

Для точного описания величины и характера переходного процесса в транзисторах необходимо учитывать такие факторы, как время перераспределения заряда, скорость рекомбинационных процессов в объеме и на поверхности, особенности реальной геометрии и ряд других, большинство из которых заранее точно неизвестно у капсулированных приборов. Часть из этих факторов не являются определяющими. В отношении другой части при выводе выражений для нестационарного коллекторного тока делаются некоторые допущения, которые помогают не только наглядно описать механизм развития процесса, но и произвести его оценочные расчеты, удовлетворительно подтверждающиеся экспериментом.

В качестве основного допущения принимается возможность использования эквивалентной схемы транзистора, как управляемого зарядом прибора [286]. Принимается также, что:

- а) транзистор имеет одномерную геометрию;
- б) время диффузии или дрейфа носителей через базу достаточно мало, чтобы пренебречь происходящими за этот промежуток времени изменениями мощности дозы излучения, а также изменениями токов базы и коллектора;
- в) в базе либо совсем отсутствует электрическое поле, либо оно соответствует зависимости $E(x) = -D \frac{dF(x)}{dx} / \mu F(x)$, где μ — подвижность носителей, а $F(x)$ — произвольная функция;
- г) ток базы и напряжение на коллекторе постоянны, т. е. влияние емкости коллекторного перехода и внешних цепей на характер процесса не учитывается;
- д) емкости запорных слоев эмиттерного и коллекторного переходов малы по сравнению с диффузионной емкостью базы. Последнее условие позволяет записать для переходного процесса линейное дифференциальное

уравнение с постоянными коэффициентами и получить его решение в табулированных функциях. (В дальнейшем будет показано, что в некоторых случаях пренебрежение емкостью запорного слоя эмиттера не допустимо.)

В момент облучения заряд основных носителей тока в базе будет определяться совместным действием следующих составляющих: ионизационного тока коллекторного

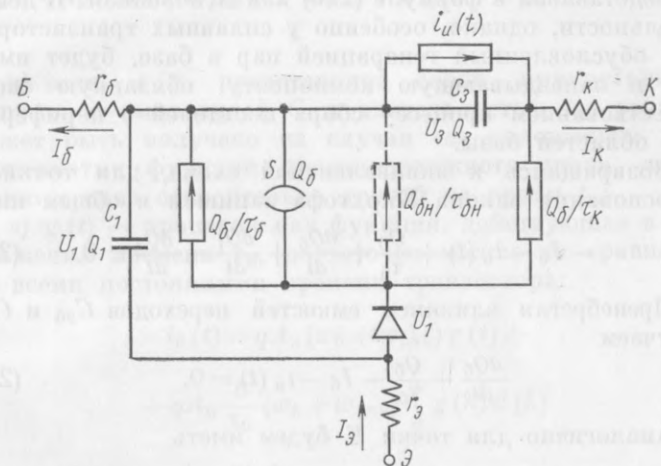


Рис. 99. Эквивалентная схема $p-n-p$ -транзистора как прибора, управляемого зарядом.

перехода, ионизационного тока эмиттерного перехода, тока, обусловленного генерацией пар в самой базе, и, наконец, нормального базового тока. Поскольку ионизационный ток эмиттерного перехода в абсолютном большинстве случаев мал по величине, а ток, обусловленный генерацией пар в базе, может быть учтен как мгновенная компонента ионизационного тока коллекторного перехода, эквивалентная схема управляемого зарядом транзистора [286], которая представлена на рис. 99, содержит лишь один генератор ионизационного тока $i_u(t)$. В соответствии с изложенным этот ток для произвольной функции $g(t)$ равен

$$i_u(t) = qA_k \left\{ (w_0 + w_{pmk}) g(t) + \int_0^t g(t-\lambda) \left[\frac{\sqrt{D_{ke}} e^{-\lambda/\tau_k}}{\sqrt{\pi \lambda}} \right] d\lambda \right\}. \quad (220)$$

Здесь w_6 — толщина базы, а индекс «к» означает, что соответствующий параметр относится к коллектору или коллекторному переходу.

Ранее предполагалось, что из-за небольшого времени переноса носителей через базу все образующиеся в результате облучения неосновные носители очень быстро собираются коллектором, в связи с чем эта компонента тока и представлена в формуле (220) как мгновенная. В действительности, однако, особенно у сплавных транзисторов, ток, обусловленный генерацией пар в базе, будет иметь еще и запаздывающую компоненту, обязанную своим существованием процессу сбора носителей с периферийных областей базы.

Возвращаясь к эквивалентной схеме, для точки B на основании закона Кирхгофа запишем в общем виде:

$$-I_6 - i_n(t) + \frac{Q_6}{\tau_6} + \frac{dQ_6}{dt} + \frac{dQ_1}{dt} - \frac{dQ_3}{dt} = 0. \quad (221)$$

Пренебрегая влиянием емкостей переходов $C_{эб}$ и $C_{кб}$, получаем

$$\frac{dQ_6}{dt} + \frac{Q_6}{\tau_6} - I_6 - i_n(t) = 0. \quad (222)$$

Аналогично для точки K будем иметь

$$i_K(t) = i_n(t) + \frac{Q_6(t)}{\tau_K}, \quad (223)$$

или, имея в виду, что $\tau_K = \tau_6/B$ [289], где B — коэффициент передачи тока базы (коэффициент усиления), окончательно получим

$$i_K(t) = i_n(t) + \frac{BQ_6(t)}{\tau_6}. \quad (224)$$

Используя для решения уравнений (222) и (224) операторный метод, получим

$$I_K(s) = I_n(s) + \frac{I_6 B}{\tau_6 s(s+1/\tau_6)} + \frac{BI_n(s)}{\tau_6(s+1/\tau_6)} + \frac{Q_6(0)B}{\tau_6(s+1/\tau_6)}. \quad (225)$$

Обратное преобразование для некоторых частных случаев функции $g(t)$ дает:

а) для ступенчатой функции с амплитудой G в момент времени $t = 0$

$$i_K(t) = qA_K G \left\{ w_6 + w_{пнк} + \sqrt{D_K \tau_K} \operatorname{erf} \sqrt{t/\tau_K} + \right. \\ \left. + B \left[(w_6 + w_{пнк}) (1 - e^{-t/\tau_6}) + \right. \right.$$

$$\left. + \sqrt{D_K \tau_K} \operatorname{erf} \sqrt{t/\tau_K} - \right. \\ \left. - \sqrt{\frac{D_K}{1/\tau_K - 1/\tau_6}} e^{-t/\tau_6} \operatorname{erf} \sqrt{t(1/\tau_K - 1/\tau_6)} \right\}; \quad (226)$$

б) для той же функции при $t \rightarrow \infty$ (установившееся квазиравновесное значение тока)

$$I_K = qA_K G [w_6 + w_{пнк} + \sqrt{D_K \tau_K} + B(w_6 + w_{пнк} + \sqrt{D_K \tau_K})]; \quad (227)$$

в) если $g(t)$ представляет собой прямоугольный импульс с амплитудой G и длительностью t_n , решение может быть получено из случая «а» наложением двух ступенчатых функций противоположного знака, задержанных одна относительно другой на время t_n ;

з) $g(t)$ — произвольная функция, действующая в продолжении времени t_n , достаточно малом по сравнению со всеми постоянными времени транзистора:

$$i_K(t) = qA_K (w_6 + w_{пнк}) g(t) + \\ + qA_K \frac{B}{\tau_6} (w_6 + w_{пнк}) \int_0^t g(\lambda) d(\lambda) \quad (228)$$

для интервала времени $0 \leq t \leq t_n$

$$i_K(t) = qA_K \int_0^{t_n} g(\lambda) d(\lambda) \left\{ \frac{\sqrt{D_K}}{\sqrt{\pi t}} e^{-t/\tau_K} + \right. \\ \left. + \frac{B}{\tau_6} e^{-t/\tau_6} \left[w_6 + w_{пнк} + \frac{\sqrt{D_K}}{\sqrt{1/\tau_K - 1/\tau_6}} \operatorname{erf} \sqrt{t(1/\tau_K - 1/\tau_6)} \right] \right\} \quad (229)$$

для $t > t_n$.

В сплавных транзисторах, если не учитывать периферийные области, длительность фронта ионизационного тока, как это следует из [228], будет равна длительности импульса излучения, а спад импульса тока будет экспоненциальным с постоянной времени, равной времени жизни неосновных носителей тока в базе τ_6 .

В диффузионных и сплавно-диффузионных транзисторах длительность фронта импульса тока будет зависеть также от соотношения между временами жизни неосновных носителей в базе и в коллекторе. На рис. 100 приведе-

ны графики нормализованной функции

$$f(t) = \sqrt{\frac{D}{1/\tau - 1/\tau_0}} e^{-t/\tau_0} \operatorname{erf} \sqrt{t(1/\tau - 1/\tau_0)}$$

для различных значений τ/τ_0 , с помощью которых можно определить импульс коллекторного тока для таких транзисторов.

Очень часто, когда транзисторы работают вблизи области отсечки, т. е. в режиме микротоков, а также

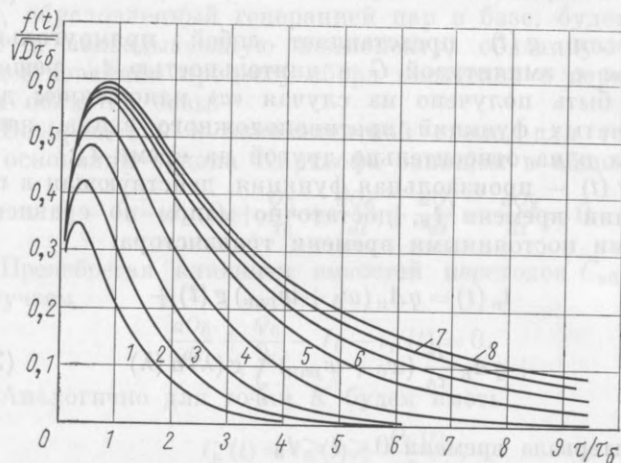


Рис. 100. Графики нормализованной функции $f(t)$ для различных значений τ/τ_0 :
1 — 1/4; 2 — 1/2; 3 — 1; 4 — 2; 5 — 4; 6 — 6; 7 — 8; 8 — 10.

у высокочастотных транзисторов с очень узкой базой диффузионная емкость оказывается меньше емкости эмиттерного перехода. Избыточный заряд основных носителей, появляющийся в базе при облучении, будет при этом, в первую очередь, компенсироваться ионизованными атомами запорного слоя эмиттера вместо инжектированных из эмиттера неосновных носителей. Большинство предыдущих выводов и соотношений в этом случае будет несправедливо [290].

Изменение напряжения эмиттерного перехода в первом приближении линейно связано с зарядом

$$\Delta Q_1 = C_1 \Delta U_1 + \Delta C_1 U_1 \quad (230)$$

при тех режимах работы транзистора, при которых C_1 практически не изменяется ($\Delta C_1 \approx 0$). А поскольку ток

через переход определяется известным соотношением $I = I_0 [\exp(qU_1/mkT) - 1]$, то оказывается, что в таком экстремальном случае ($Q_1 \gg Q_0$) должна иметь место экспоненциальная зависимость пикового значения коллекторного тока от дозы излучения (при малом t_n). Учет изменения самой емкости C_1 при изменении напряжения U_1 не сильно отразится на конечном результате.

Нелинейные дифференциальные уравнения, описывающие нестационарные процессы в рассматриваемом случае, не могут быть решены до конца в общем виде, а решаются лишь для конкретных данных с помощью аналоговых или цифровых вычислительных машин [289].

Ранее при решении дифференциального уравнения предполагалось, что электрическое поле в области коллектора отсутствует, и потому запаздывающая компонента ионизационного коллекторного тока была обусловлена только диффузией носителей. При больших мощностях дозы облучения ($\Phi_\gamma > 10^7 - 10^8$ p/сек) в транзисторах с высокоомной областью коллектора это условие может быть нарушено: протекающий большой ток явится причиной появления ускоряющего электрического поля, способного повлиять на характер протекающего процесса. Действительно, появление поля и в связи с этим дрейфа неосновных носителей из коллектора в базу в дополнение к диффузии увеличивает при прочих равных условиях величину заряда в базе. Последнее, в свою очередь, вызывает дальнейший прирост тока в коллекторе и дальнейшее увеличение напряженности поля. Этот механизм умножения тока в коллекторе, аналогичный положительной обратной связи, может в конце концов привести, особенно в транзисторах с высоким коэффициентом усиления, к неустойчивости, характеризующейся экспоненциальным увеличением коллекторного тока во времени. Стабильное состояние восстанавливается, когда в результате рекомбинации снижается концентрация неравновесных носителей заряда в области коллектора до уровня, при котором ток носителей, инжектируемых в базу, не может далее поддерживаться за счет электрического поля.

Подобная неустойчивость иллюстрируется осциллограммой коллекторного тока диффузионного $n-p-n$ кремниевого меза транзистора 2N1051, приведенной на рис. 101. При малой поглощенной дозе (0,12 рад) излучения наблюдается обычный для такого транзистора переходной процесс. При большей дозе (1,4 рад) электри-

ческое поле, создаваемое большим коллекторным током, оказывается достаточным для инициирования процесса умножения.

Из-за того, что поле пропорционально коллекторному току, который является функцией поля, математическая модель, описывающая переходной процесс с умножением,

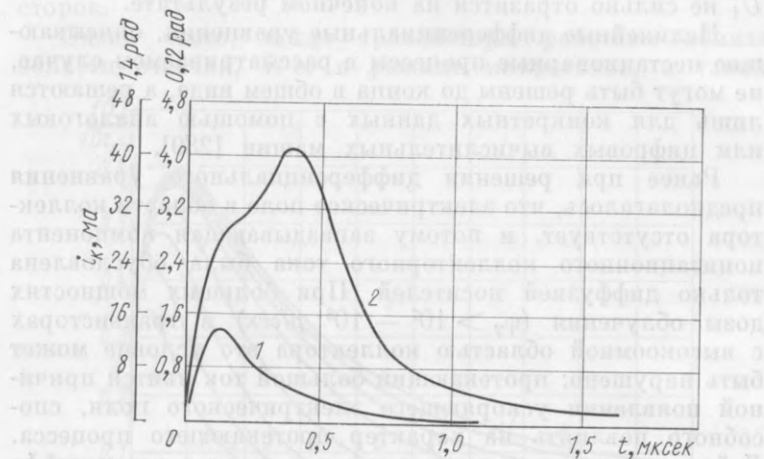


Рис. 101. Импульс коллекторного тока транзистора 2N1051 для поглощенной дозы 0,12 (1) и 1,4 рад (2). (Длительность импульса облучения 0,1 мксек.)

нелинейна и может быть решена только численными методами. Окончательный расчет процесса вызывает большие затруднения, поскольку коллекторный ток зависит от режима работы транзистора и не обязательно линейно связан с дозой и мощностью дозы излучения [285].

Если ток коллектора ограничен внешним сопротивлением или сопротивлением коллекторной области, то транзистор может при интенсивном облучении войти в состояние насыщения. Насыщение сплавных транзисторов сопровождается накоплением избыточного заряда неосновных носителей в области базы. У диффузионных и сплавно-диффузионных транзисторов избыточный заряд при насыщении накапливается преимущественно в сравнительно высокоомной сильно развитой области коллектора, имеющей, как правило, большое значение времени жизни неосновных носителей.

В работе [289] показано, что управляемая зарядом эквивалентная схема транзистора может быть использо-

вана и тогда, когда транзистор насыщается. При этом в схему вводится дополнительный генератор тока $I = Q_{б.н}/\tau_{б.н}$ (показан пунктиром на рис. 99), а накапливаемый в базе заряд разделяется на две части: $Q_{б.а}$ — нормальный базовый заряд, управляемый транзистором в активной области, и $Q_{б.н}$ — базовый заряд, связанный с насыщением.

Таким образом, в зависимости от состояния транзистора, активного или насыщенного, будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} Q_{б.а} &= Q_{б.а} \text{ в активной области} \\ Q_{б.а} &= Q_{б.а}(\text{макс}), \quad Q_{б.н} = 0 \text{ на границе насыщения и} \\ Q_{б.а} &= Q_{б.а}(\text{макс}) + Q_{б.н} \text{ при насыщении.} \end{aligned} \right\} \quad (231)$$

Оба заряда однозначно связаны с напряжениями U_1 и U_3 на переходах

$$Q_{б.а}(\text{макс}) + Q_{б.н}/2 = Q_{б.э} \exp(qU_1/kT), \quad (232)$$

$$Q_{б.н}/2 = Q_{б.к} \exp(-qU_3/kT), \quad (233)$$

$Q_{б.э}$ равен заряду неосновных носителей в базе, когда их концентрация у эмиттера соответствует термически равновесному значению, а у коллектора — нулю. В свою очередь, $Q_{б.к}$ непосредственно связан с обратным током коллектора $I_{к.о}$. При равных площадях эмиттера и коллектора $Q_{б.э} = Q_{б.к}$.

В качестве примера определим, пользуясь эквивалентной схемой, приведенной на рис. 99, время рассасывания накопленного заряда в сплавном транзисторе после спада импульса излучения. Уравнение сохранения заряда при насыщении имеет вид

$$\frac{dQ_{б.а}}{dt} = \frac{dQ_{б.н}}{dt} = -\frac{Q_{б.н}}{\tau_{б.н}} - \frac{Q_{б.а}(\text{макс})}{\tau_{б.а}} + I_{б.а} + i_{и}(t) \quad (234)$$

или

$$\frac{dQ_{б.н}}{dt} + \frac{Q_{б.н}}{\tau_{б.н}} + \frac{I_{к.н(нас)}}{B} - I_{б.а} - I_{и} \frac{1+B}{B} = 0,$$

так как

$$\frac{Q_{б.а}(\text{макс})}{\tau_{б.а}} = \frac{I_{к.н(нас)} - I_{и}}{B},$$

где $I_{к.н(нас)}$ — ток коллектора в состоянии насыщения, а $I_{и}$ — установившееся значение ионизационного тока через коллекторный переход. Поскольку в сплавных транзисторах ионизационный ток состоит из одной лишь

мгновенной компоненты *, то сразу после спада импульса излучения $I_{\text{и}} = 0$. Решая уравнение (134) при начальном условии $Q_{\text{б. н}}(0) = \tau_{\text{н}}(I_{\text{б}} - I_{\text{к(нас)}}/B) + I_{\text{и}}(1+B)/B$, получаем

$$Q_{\text{б. н}}(t) = \tau_{\text{н}}(I_{\text{б}} - I_{\text{к(нас)}}/B) + \tau_{\text{н}} I_{\text{и}} \frac{(1+B)}{B} e^{-t/\tau_{\text{н}}}. \quad (235)$$

Время рассасывания определится из уравнения $Q_{\text{б. н}}(t_{\text{н. р}}) = 0$ или

$$t_{\text{н. р}} = \tau_{\text{н}} \ln \frac{I_{\text{и}}(1+B)}{I_{\text{к(нас)}} - I_{\text{б}} \cdot B}. \quad (236)$$

При малых уровнях возбуждения неравновесных носителей, когда их концентрация в базе не превышает концентрации основных, $\tau_{\text{н}} = \tau_{\text{б}}$.

В работе [274] показано, что и для транзисторов, у которых неосновные носители накапливаются при насыщении преимущественно в коллекторе, время рассасывания $t_{\text{н. р}}$ также может быть определено в первом приближении по формуле (236) при условии, что $I_{\text{и}} = 0$ сразу после прекращения облучения. Более строгое решение уравнения (234) для $i_{\text{и}}(t) = I_{\text{и}} \operatorname{erfc} \sqrt{t/\tau_{\text{к}}}$ приводит к трансцендентному уравнению относительно $t_{\text{нр}}$:

$$\operatorname{erf} \sqrt{t_{\text{нр}}/\tau_{\text{к}}} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{t_{\text{нр}}/\tau_{\text{к}}} e^{-t_{\text{нр}}/\tau_{\text{к}}} = \frac{(1+B)I_{\text{и}} + B \cdot I_{\text{б}} - I_{\text{к(нас)}}}{BI_{\text{и}}}. \quad (237)$$

Как показали Бьюфой и Спаркс [286], специфические параметры управляемой зарядом эквивалентной схемы связаны с основными параметрами транзисторов:

$$\tau_{\text{к}} \equiv \frac{1,22}{\alpha \cdot \omega_{\alpha}}; \quad (238)$$

$$\tau_{\text{б}} = B\tau_{\text{к}}; \quad (239)$$

$$Q_{\text{бэ}} = Q_{\text{бк}} = \frac{q p_{\text{н}} w_{\text{б}} A_{\text{э}}}{2} = \tau_{\text{к}} |I_{\text{к}}| \exp(-qU_1/kT). \quad (240)$$

Здесь α и ω_{α} — коэффициент передачи тока эмиттера и его угловая граничная частота соответственно.

* Без учета периферийных областей.

Параметр $\tau_{\text{к}}$ может быть также определен из измерений зависимости угловой частоты $\omega_{\text{т}}$, при которой

$|B| = 1$ [195], или произведения

$f \cdot |B_f|$ [14] от тока эмиттера:

$$1/2 \pi f |B_f| = \tau_{\text{к}} + \frac{kT}{qI_{\text{э}}} (C_1 + C_3). \quad (241)$$

5. НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТОВ ИМПУЛЬСНОГО ОБЛУЧЕНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Экспериментальные исследования реакции полупроводниковых приборов на импульсы ионизирующего излучения проводятся на установках, обеспечивающих получение рентгеновского или γ -излучения с большой мощностью дозы. Для этой цели используются рентгеновские импульсные установки, обеспечивающие получение импульсов излучения с энергией до 600 кэв, длительностью порядка нескольких десятых долей микросекунды и поглощенной дозой (по кремнию) до нескольких рад [285, 290], импульсные реакторы типа «Годива» с длительностью импульса от 40 до 200 мксек и мощностью дозы γ -излучения в максимуме до 10^7 p/сек и выше [275], а также линейные электронные ускорители с длительностью импульсов в несколько десятых долей микросекунды и мощностью поглощенной дозы в максимуме до $3 \cdot 10^{10}$ рад/сек [274].

Импульсы излучения реакторов, имеющие колоколообразную форму, оказываются, как правило, достаточно длительными для того, чтобы наблюдать переходной процесс установления ионизационного тока в полупроводниковых приборах. Поэтому огибающая импульсов тока в них практически полностью повторяет огибающую импульсов излучения, а ток при этом в каждый момент времени соответствует установившемуся значению для данной мощности дозы излучения.

В работе [275] было проведено сравнение измеренных в максимуме импульса излучения реактора «Годива» таких установившихся токов для некоторых диодов и транзисторов с рассчитанными по формуле (200). Скорость генерации пар G определялась как

$$G = N_{\gamma} \cdot \mu_{\text{лин}} \cdot \frac{\bar{E}_{\text{к}}}{\varepsilon}, \quad (242)$$

где N_γ — плотность потока γ -квантов, γ -квант/(см²·сек)⁻¹; $\mu_{\text{лив}}$ — линейный коэффициент поглощения γ -излучения в веществе в результате комптоновского рассеяния, см⁻¹; $\bar{E}_k$ — усредненная по спектру γ -излучения реактора энергия комптоновских электронов, в данном случае равная 0,223 Мэв; ε — средняя энергия образования пары электрон — дырка, которая принималась равной 3,7 эв для германия и 4,7 эв для кремния.

Полученные в работе результаты приведены в табл. 13, в которой наряду с данными, зарегистрированными в экспериментах и рассчитанными величинами токов, даются также некоторые сведения о типе прибора, его конструкции, диффузионных длинах неосновных носителей и его частотных свойствах. В ней также приводятся рассчитанные значения скорости генерации пар G и интегрального потока нейтронов импульса Φ .

У диодов соответствие между результатами экспериментов и расчетов в основном удовлетворительное, а у транзисторов в большинстве случаев наблюдается значительное различие между ними. Последнее, по-видимому, вызвано большой неточностью в определении эффективного объема сбора носителей из-за трудности учета вклада периферийных областей базы.

Рентгеновские установки, дающие очень короткие импульсы излучения, 0,1 ÷ 0,2 мксек, позволяют, в противоположность импульсным реакторам, проводить исследование самого процесса установления и спада тока, вызванного таким облучением. Форма самого импульса должна быть по возможности близка к прямоугольной, так как в противном случае существенно усложняется интерпретация полученных результатов и их сравнение с ожидаемыми. Последнее наглядно иллюстрируется рис. 102, на котором изображены сомещенные рассчитанный и экспериментально зарегистрированный импульсы тока коллекторного перехода кремниевого $n-p-n$ меза транзистора 2N1051 при его облучении рентгеновским импульсом близкой к экспоненциальной формы длительностью 0,1 мксек и поглощенной дозой 0,56 рад. Имеющееся различие в амплитудах вызвано, вероятно, неточностью в определении поглощенной дозы и эффективного объема генерации носителей. Определить причины неполного совпадения формы импульсов в этом случае затруднительно. Тем не менее необходимо отметить достаточно удовлетворительное в целом совпадение результатов,

Таблица 13

Сравнение экспериментальных и расчетных значений
ионизационных токов в некоторых полупроводниковых приборах

Тип прибора	$f_{\alpha},$ Мгц	Диффу- зионная длина носите- ля, 10 ³ см	Площадь пере- хода, 10 ⁴ см ²	Инте- гральный поток, 10 ¹² ней- трон/см ²	Скорость гене- рации пар, 10 ⁻²⁰ см ³ ·сек ⁻¹	Ионизационный ток, мкА		Отношение значений экспери- ментального тока к рас- четному
						расчет- ный	экспери- менталь- ный	
Кремниевый диод с малой площадью перехода	—	1,5	3,5	4,2 6,7 6,2 0,55	4,7 7,4 6,9 0,61	130 200 490 17	188 154 347 44,5	1,45 0,77 1,83 2,62
Кремниевый диод с большой площадью перехода	—	1,45	0,36	5,0 8,1	5,6 9,1	14 22	42 35	3,00 4,59
Кремниевый диод с боль- шой площадью [перехода	—	2,5 5,0	6,0	7,3	8,7	630	660	1,05
Германиевый $p-n-p$ - сплавной транзистор	8,0	—	—	7,0 7,0 0,35 0,046	25,0 25,0 4,3 0,17	4900 5100 250 33	684 4200 153 3,6	0,44 0,23 0,61 0,11
Германиевый $n-p-n$ - выращенный транзистор	8,0	2,1	5,3	7,2	26,0	460	250	0,54
Германиевый $p-n-p$ - сплавной транзистор	10,0	1,8	3,0	7,0 0,39 0,052	25,0 4,5 0,19	2200 130 46	300 105 9	0,14 0,81 0,56

если учесть, что геометрия этого диффузионного меза транзистора, разрез которого изображен на рис. 103, далека от одномерной, принятой при выводе полученных

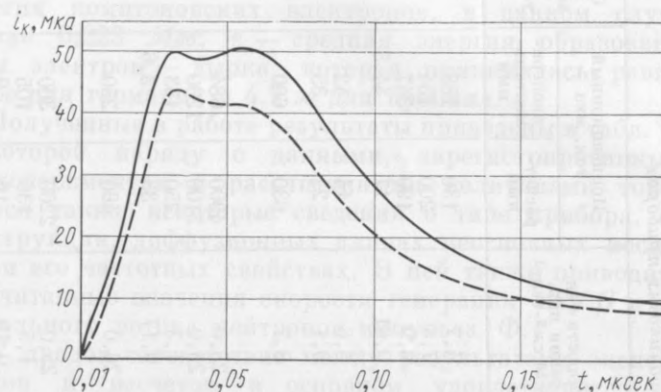


Рис. 102. Действительный (сплошная кривая) и предсказанный (пунктирная кривая) импульсы ионизационного тока коллекторного перехода транзистора 1N1051.

выше выражений для ионизационного тока $p-n$ -перехода. Видимое на рис. 102 различие в амплитудах полу-

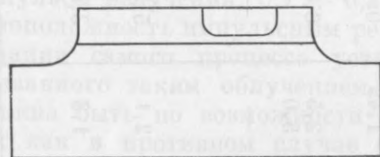


Рис. 103. Сечение меза транзистора, изготовленного методом двойной диффузии.

чено для варианта расчета, при котором весь объем базовой области принят эффективным в создании тока через переход. Ошибка становится еще более значительной, если за эффективный принять

объем, равный произведению площади коллекторного перехода на расстояние между эмиттером и коллектором.

Как уже отмечалось выше, у импульсных диодов с предельно малым временем жизни неосновных носителей импульсы ионизационного тока должны повторять по форме импульсы излучения, а их амплитуда должна зависеть от обратного напряжения. На рис. 104 приведены осциллограммы импульсов тока через такой диод и ускоренных электронов, в пучке которых диод облучался, свидетельствующие о практически полном их совпадении

по форме. Близкие между собой зависимости амплитуды тока быстродействующего диода 1N696 и $1/C_{pn}$ — величины, обратной емкости его $p-n$ -перехода, от запирающе-

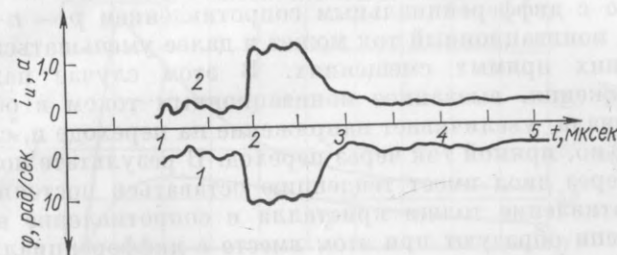


Рис. 104. Осциллограммы импульсов излучения (1) и тока (2) диода с малым временем жизни неосновных носителей. Мощность дозы $\sim 10^{10}$ рад/сек (длительность импульса излучения 0,6 мксек, амплитуда импульса тока 1400 ма).

го напряжения, как это следует из рис. 105, наглядно подтверждают тот факт, что у этих диодов преобладает

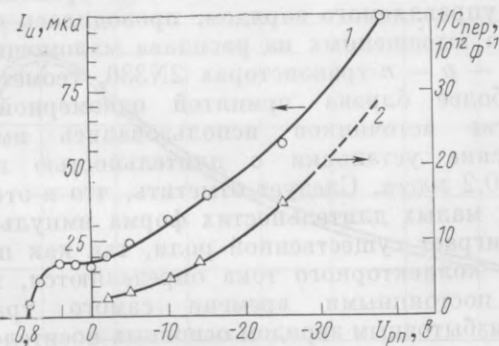


Рис. 105. Зависимость ионизационного тока (1) и величины, обратной емкости перехода (2), от напряжения смещения для диода 1N696. (Длительность импульса 0,1 мксек, доза облучения 2,0 рад.)

мгновенная компонента тока, которая однозначно определяется шириной перехода.

Наблюдаемое уменьшение величины тока в области прямых смещений на диоде, обусловленное появлением

электрического поля в объеме материала, также хорошо соответствует зависимости, определяемой выражением (204). В работе [285] в связи с этим отмечается, что если объемное сопротивление базы диода велико по сравнению с дифференциальным сопротивлением $p-n$ -перехода, ионизационный ток может и далее уменьшаться при больших прямых смещениях. В этом случае падение напряжения, вызванное ионизационным током в объеме материала, увеличивает напряжение на переходе и, следовательно, прямой ток через переход. В результате полный ток через диод имеет тенденцию оставаться постоянным. Сопротивление толщи кристалла и сопротивление внешней цепи образуют при этом вместе с дифференциальным сопротивлением перехода как бы саморегулирующуюся систему. А поскольку в этих условиях прямой ток определяется главным образом объемным сопротивлением базы диода, то при больших мощностях доз излучения, когда заметно увеличивается проводимость материала, могут наблюдаться ионизационные токи и в прямом направлении.

Экспериментальная проверка основных результатов, вытекающих из эквивалентной схемы транзистора как прибора, управляемого зарядом, проводилась преимущественно на выращенных из расплава маломощных кремниевых $n-p-n$ -транзисторах 2N336, геометрия которых наиболее близка принятой одномерной модели. В качестве источников использовались импульсные рентгеновские установки с длительностью импульсов от 0,1 до 0,2 мксек. Следует отметить, что в этом случае при таких малых длительностях форма импульсов излучения не играет существенной роли, так как параметры импульсов коллекторного тока определяются, в первую очередь, постоянными времени самого транзистора и полным избыточным зарядом основных носителей в базе, т. е. поглощенной дозой излучения за импульс.

На рис. 106 и 107 представлены характерные осциллограммы импульсов коллекторного тока $i_k(t)$ и напряжения на базе $U_{б.э}(t)$, наблюдаемые при облучении таких транзисторов импульсами рентгеновского излучения [285, 290]. На рис. 107 изображен также импульс коллекторного тока, предсказанный на основании данных, сообщенных заводом-изготовителем и полученных при измерении параметров транзистора. Совпадение между ними, как это видно из рисунка, очень хорошее.

В обоих случаях транзисторы были включены по схеме с общим эмиттером. Импульс коллекторного тока регистрировался с небольшого сопротивления, последова-

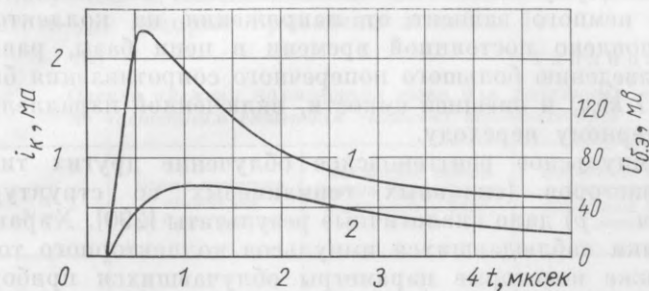


Рис. 106. Осциллограммы импульсов коллекторного тока (1) и напряжения $U_{б.э}(t)$ (2) транзистора 2N336, вызванных импульсом рентгеновского излучения длительностью 0,2 мксек. (Начальный ток коллектора 0,1 мА, доза 0,2 р.)

тельно включенного в цепь коллектора. Импульс напряжения на базе $U_{б.э}(t)$ снимался с внешнего сопротивления

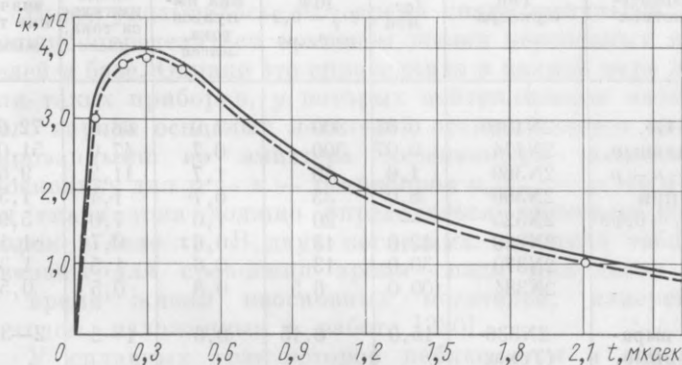


Рис. 107. Действительный (сплошная кривая) и предсказанный (пунктирная кривая) импульсы коллекторного тока транзистора 2N336. [Длительность импульса 0,1 мксек, доза облучения 0,5 рад (Si).]

$R = 100$ ком, с помощью которого в базу задавался начальный ток, определяющий режим работы транзистора.

Из осциллограмм рис. 107 видно, что и ток коллектора, и напряжение на базе одновременно нарастают в про-

должение 1 мксек, как это ожидалось из проведенных для данного типа прибора оценок, однако максимум напряжения несколько запаздывает по отношению к максимуму тока. Такое запаздывание, величина которого немного зависит от напряжения на коллекторе, обусловлено постоянной времени в цепи базы, равной произведению большого поперечного сопротивления базы (до 17 ком) и внешней емкости, включенной параллельно эмиттерному переходу.

Импульсное рентгеновское облучение других типов транзисторов (сплавных германиевых со структурой $p-n-p$) дало аналогичные результаты [290]. Характеристики наблюдавшихся импульсов коллекторного тока, а также некоторые параметры облучавшихся приборов приведены в табл. 14. Более близкого совпадения времен

Таблица 14

Сравнение импульсов коллекторного тока для различных типов транзисторов

Характеристика	Тип прибора	f_{α} , Мгц	i_k макс при $D_{\gamma} = 0,2$ рад, ма	Время нарастания импульса тока, мксек	Время спада импульса тока, мксек	Измеренное значение τ_0 , мксек
Ge, сплавные, $p-n-p$ при $U_{к.э} = 6,4$ в	2N1099	0,07	300	7,0	68,0	72,0
	2N174	0,07	300	0,7	47,0	51,0
	2N369	1,0	40	1,7	11,2	9,65
	2N396	8,0	35	0,7	1,4	1,59
	2N525	—	20	1,0	7,0	5,99
	2N269	12,0	15	0,6	0,7	1,13
	2N370	30,0	13	0,6	1,5	1,38
	2N384	100,0	6,5	0,8	0,5	0,56
Si, выращенные, $n-p-n$ при $U_{к.э} = 6,0$ в	2N336 (Техас инструм.)	15,0	0,15	0,6	1—2	2—3
	2N336 (Дженерал электрик)	15,0	2,0	2,0	4	1,5

нарастания трудно ожидать из-за отсутствия точных данных о геометрических размерах отдельных экземпляров транзисторов, фактических временах жизни носителей

и неопределенности в учете влияния периферийных областей базы.

Измеренные времена нарастания по порядку величины согласуются с вычисленными по известной граничной частоте f_{α} , которые приведены в табл. 15.

160

Таблица 15

Оценка времени нарастания тока для различных по частотным свойствам сплавных транзисторов

f_{α} , Мгц	Время переноса носителей в базе, мксек	Расчетное время жизни неосновных носителей в базе, мксек	Расчетное время нарастания импульса тока, мксек
0,005	30,0	300,0	30—60
0,01	16,0	300,0	15—40
0,07	2,3	75,0	2—6
0,1	1,6	50,0	1,5—4
0,5	0,3	30,0	0,5—1,0
1,0	0,16	20,0	0,35—0,6
5,0	0,032	5,0	0,3
10,0	0,016	5,0	0,3

Выше указывалось, что время спада импульсов тока должно определяться временем жизни неосновных носителей в базе. Однако это справедливо в полной мере лишь для таких приборов, у которых нейтрализация избыточного заряда основных носителей осуществляется инжектированными из эмиттера неосновными носителями. Поскольку для $p-n-p$ -приборов $n_{избыт} = p$, то и время спада тока должно определяться временем жизни дырок в базе τ_p . В двух последних колонках табл. 14 указаны для сравнения время спада импульсов тока и время жизни неосновных носителей, измеренные методом, изложенным в работе [286].

У сплавных транзисторов наблюдается в основном удовлетворительное соответствие между временем спада и временем жизни неосновных носителей, хотя для низкочастотных типов может иметь место некоторое различие из-за эффектов, вызванных частотной зависимостью диффузионной емкости [290].

В выращенных транзисторах 2N336 большая часть избыточного заряда основных носителей сосредоточивается в запорном слое эмиттерного перехода. Поскольку он нейтрализуется теперь ионизованными атомами приме-

си в большей степени, чем свободными неосновными носителями, то и спад импульса тока не должен непосредственно определяться скоростью рекомбинации последних. А потому в подобных приборах, с одной стороны, неустановившийся ток коллектора должен спадать более медленно по сравнению с теми случаями, когда спад определяется временем жизни неосновных носителей, и, с другой, — спад тока будет более продолжительным при малых токах, так как при этом большая часть избыточного заряда сосредоточивается в запиорном слое.

Такая картина в действительности наблюдается для транзисторов 2N336, изготовленных фирмой «Дженерал Электрик». На рис. 108 [290] приведены для этого транзистора экспериментальные зависимости спада импульсов коллекторного тока $i_K(t)$ и напряжения на базе $U_{э.б}(t)$ для различных исходных токов коллектора i_K^0 . Напряжение $U_{э.б}(t)$ спадает медленнее, чем ток $i_K(t)$. Этот факт не удивителен для такого транзистора, как 2N336, у которого, особенно при малых токах коллектора, емкость запиорного слоя эмиттера больше диффузионной. Более того, при меньших исходных токах наблюдаются большие по амплитуде импульсы напряжения на базе. Последнее является следствием того, что диффузионная емкость пропорциональна току. Чем она меньше, тем большая часть избыточного заряда при прочих равных условиях накапливается в почти постоянной емкости запиорного слоя.

Зависимости амплитуды импульсов тока i_K (макс) от полной дозы (при длительности импульса излучения меньшей, чем все постоянные времени транзистора), которые приведены на рис. 109, подтверждают предсказываемую для сплавных приборов линейность между поглощенной дозой, величиной избыточного заряда и пиковым значением тока.

Для транзисторов 2N336 при токах, меньших 10 ма, ожидалась экспоненциальная зависимость пикового значения тока коллектора от дозы. Однако, как это видно из того же рисунка, имеет место некоторая промежуточная зависимость между линейной и экспоненциальной (ток увеличивается в 10 раз при увеличении дозы в 2 раза). Ограничение тока на уровне 100 ма при дозах, превышающих 3 рад, обусловлено насыщением в результате сравнительно высокого сопротивления толщи коллектора, составляющего для этих транзисторов около 150 ом.

При больших начальных токах коллектора и поглощенных за импульс дозах в 2N336 и других транзисторах, обладающих высоким сопротивлением толщи коллектора, может наблюдаться эффект умножения на коллекторе,

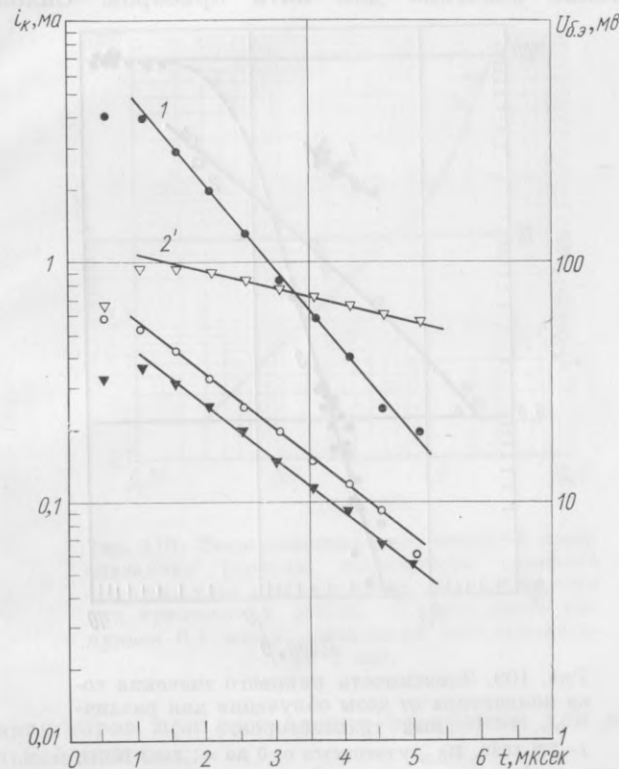


Рис. 108. Скорость спада тока коллектора (1, 1') и напряжения базы (2, 2') для различных значений начального тока транзистора i_K^0 :
1, 2 — 1 ма; 1', 2' — 0,01 ма.

обусловленный появлением в нем электрического поля. В этом случае, о чем свидетельствуют результаты, приведенные на рис. 110, так же, как и в режиме малых токов, появляется нелинейная зависимость i_K (макс) от дозы.

На рис. 111 [289] приведены зависимости амплитуды импульсов коллекторного тока для сплавно-диффузионных меза транзисторов 2N705 и NS480 (2N760) с повышенной

радиационной стойкостью от начального тока коллектора при нескольких значениях поглощенной дозы рентгеновского излучения. Заштрихованная область представляет собой область, внутри которой распределяются экспериментальные значения для пяти приборов. Сплошная

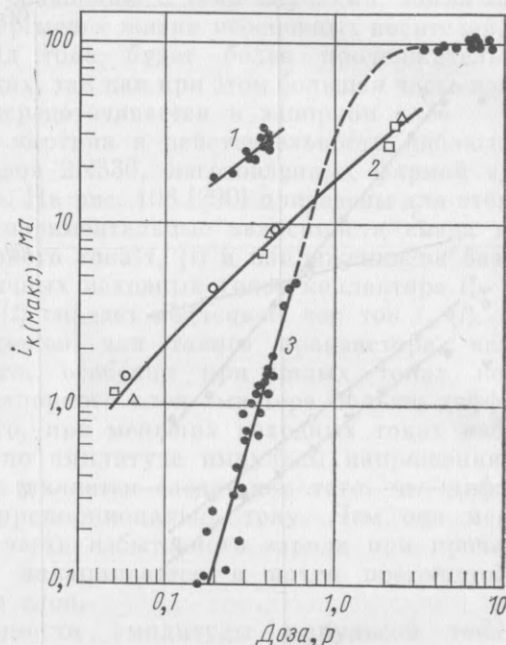


Рис. 109. Зависимость пикового значения тока коллектора от дозы облучения для различных транзисторов:

1—2N 1099, $R_{б,э}$ изменяется от 0 до ∞ ; 2—2 N393;
 Δ — $i_K^0 = 0,094$ ма; $\circ$ — $i_K^0 = 1,04$ ма; $\square$ — $i_K^0 = 9,0$ ма; 3 — 2N 336, $R_{б,э} = \infty$, $i_K^0 < 1$ мма.

линия соответствует экспериментальной зависимости одного из транзисторов каждого типа, а пунктирная — предсказанной с помощью аналоговой машины зависимости для этого же экземпляра.

У этих типов транзисторов, так же как и у выращенных 2N336, имеет место нелинейная зависимость пикового значения коллекторного тока от дозы при малых начальных токах коллектора и поглощенных дозах. С увеличением дозы и начального тока эта зависимость становится близкой к линейной.

Несмотря на имеющийся разброс и отклонения между предсказанными и экспериментальными зависимостями, совпадение результатов нужно считать вполне удовлетворительным, принимая во внимание следующие приближения, которые были сделаны для измеренных параметров

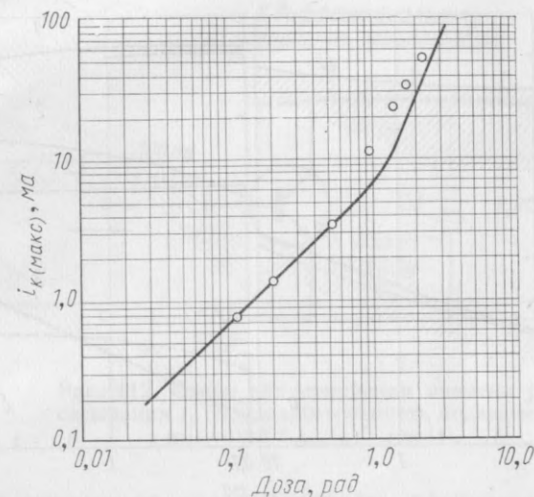


Рис. 110. Экспериментальная (точки) и предсказанная (кривая) зависимости пикового значения тока коллектора от дозы облучения для транзистора 2N336. (Длительность импульса 0,1 мксек, начальный ток коллектора 5 ма).

транзисторов при составлении программы для вычислительной машины:

а) τ_K было принято постоянным и равным его значению при токе коллектора 1 ма;

б) $\tau_б$ было принято пропорциональным значению V для всех токов.

С первого взгляда представляется, что с помощью соотношений (238) и (239) из измерения зависимостей V от I_K и ω_α от I_K можно было бы определить и зависимости $\tau_б$ и τ_K от тока коллектора. Однако это не так. В использованной эквивалентной схеме $\tau_б$ — эффективное время жизни неосновных носителей заряда в базе. Оно пропорционально коэффициенту передачи тока базы V , поскольку V является функцией времени жизни. График зависи-

мости B от I_K представляет собой кривую с экстремумом: усиление сначала растет, достигает максимума и затем падает. Монотонно возрастающая часть этой кривой обусловлена увеличением эффективного времени жизни. Однако последующее снижение B с увеличением I_K

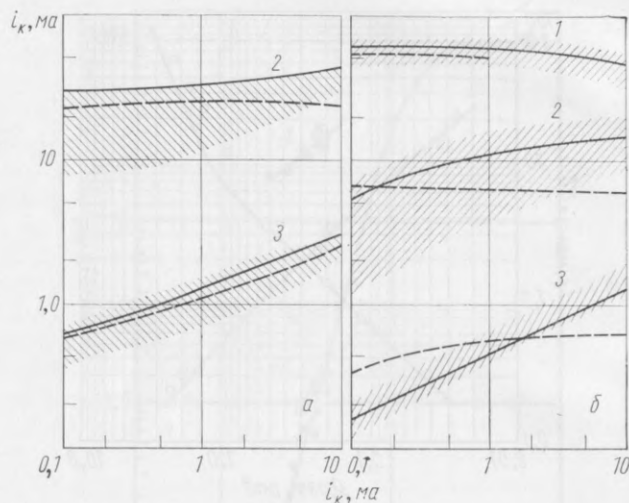


Рис. 111. Зависимости амплитуды импульсов коллекторного тока от начального тока коллектора для транзисторов 2N705 (а) и NS 480 (2N760) (б) при различных значениях поглощенной дозы:
1 — 1,5 р; 2 — 0,2 р; 3 — 0,02 р.

вызвано уже уменьшением коэффициента инжекции, но не времени жизни. Поэтому предположение, что τ_b пропорционально B , удовлетворяется, лишь для токов, меньших тех, при которых B достигает максимума.

Изменение ω_α от I_K имеет тот же характер. В области сравнительно больших токов зависимость ω_α от I_K вызвана изменениями ширины базы с изменением I_K . Но при малых токах, где ω_α быстро падает, снижение ее обусловлено не свойствами базы, а постоянной времени $r_3 C_1$. Поэтому допущение, что τ_K постоянно и равно своему значению при токе коллектора 1 ма, удовлетворяется только вблизи этого значения тока. В действительности можно ожидать некоторого уменьшения τ_K с ростом тока. Качественно можно также ожидать, что при больших токах учет соответствующих зависимостей τ_b и τ_K от I_K будет приво-

дить к увеличению ионизационного коллекторного тока. При меньших токах соответствующая зависимость τ_K от I_K будет требовать, чтобы оно было больше использованного при вычислениях значения, а это означает, что ток будет меньше. Таким образом, учет токовой зависимости τ_b и τ_K

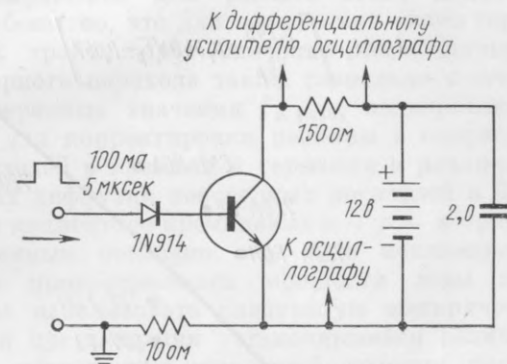


Рис. 112. Схема для измерения времени распада t_p (продолжительность подаваемого импульса $t_{имп. б}$ 5 мксек).

будет стремиться скорректировать предсказанные значения ионизационного коллекторного тока (см. рис. 111) с экспериментально полученными данными.

Определенный интерес представляют результаты работы [274], в которой показано, что для большинства транзисторов установившееся значение ионизационного тока коллекторного перехода $I_{и(кол)} = qGA_K L_K$ может быть предсказано не более чем с двойной ошибкой без знания площади перехода A_K , пользуясь лишь данными измерений времени распада t_p при насыщении этих транзисторов в схеме, представленной на рис. 112.

На рис. 113 для 16 кремниевых планарных и мезатранзисторов показана зависимость экспериментально измеренных установившихся значений ионизационного тока коллекторного перехода от $\sqrt{t_p}$ при мощности поглощенной дозы излучения $6,6 \cdot 10^7$ рад/сек. Время распада t_p было измерено при подаче в базу импульса тока с амплитудой 100 ма и длительностью 5 мксек. Коллекторный ток насыщения $I_{К(нас)}$ был равен 80 ма.

Так как $I_{и(кол)}$ пропорционален $\sqrt{D}$, то экспериментально измеренные значения $I_{и(кол)}$ для приборов

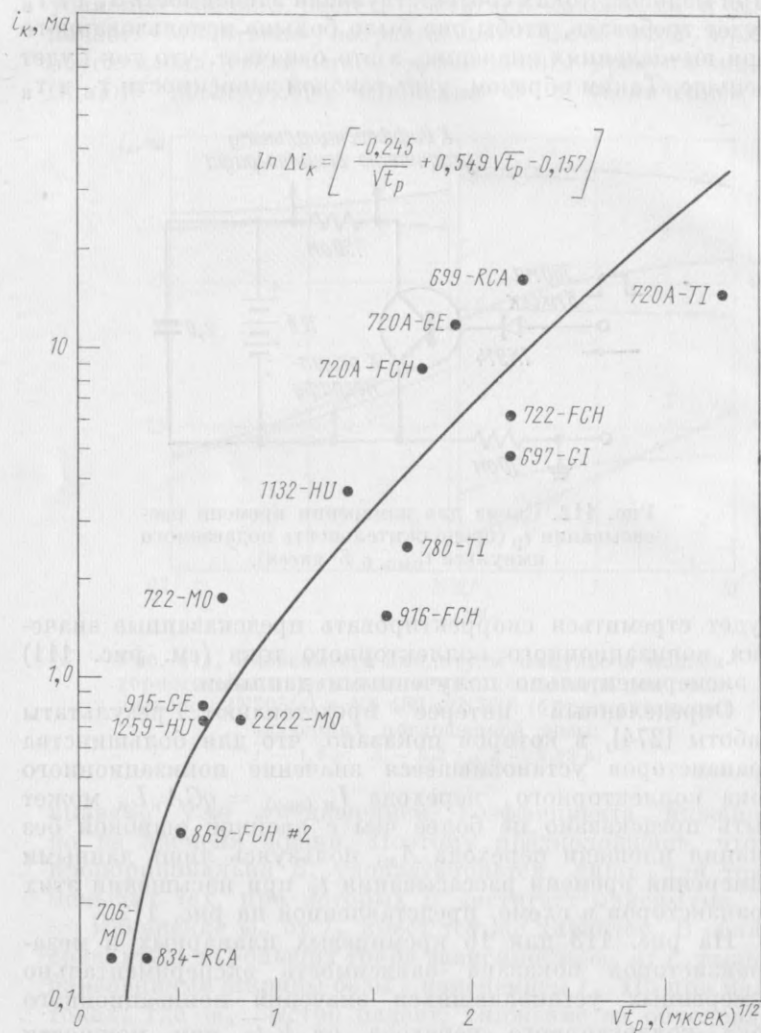


Рис. 113. Электрическая корреляция между ионизационным током коллекторного перехода кремниевых планарных и мез-транзисторов различных типов и величиной $\sqrt{t_p}$ при $\Phi = 6,6 \times 10^7$ рад/сек.

со структурой $p-n-p$ могут быть нормализованы с помощью коэффициента $\sqrt{D_n/D_p}$, равного 1,6, и нанесены на тот же график, что и $n-p-n$ -приборы. По полученной опытной кривой может быть определено эмпирическое выражение для расчета этого ионизационного тока. Любопытно, что для нескольких типов германиевых сплавных транзисторов значение ионизационного тока коллекторного перехода также совпадало с этой кривой, если измеренные значения $I_{и(кол)}$ подвергались нормализации для корректировки разницы в скорости генерации носителей в кремнии и германии и различия в коэффициентах диффузии неосновных носителей в базе германиевых и коллекторе кремниевых $n-p-n$ -транзисторов.

Тем самым показано, что если ионизационный ток перехода пропорционален мощности дозы излучения, то можно использовать следующую эмпирическую формулу для предсказания установившейся величины этого тока по результатам измерений времени рассасывания до облучения:

$$I_{и(кол)} = \frac{K_{\gamma} \Phi_{\gamma}}{6,6 \cdot 10^7} \cdot 10^{\left[\frac{-0,245}{\sqrt{t_p}} + 0,55 \sqrt{t_p} - 0,157 \right]}, \quad (243)$$

($I_{и(кол)}$ ма, Φ_{γ} рад/сек, t_p мксек). K_{γ} зависит от материала и структуры транзисторов и равен

$K_{\gamma} = 1,0$ для кремниевых $n-p-n$ планарных и меза транзисторов,

$K_{\gamma} = 1,6$ для кремниевых $p-n-p$ планарных и меза транзисторов,

$K_{\gamma} = 6,8$ для германиевых $p-n-p$ сплавных транзисторов и

$K_{\gamma} = 10,1$ для германиевых $n-p-n$ сплавных транзисторов.

t_p должно измеряться при условии $I_{к(нас)} = 80$ ма, $I_{б} = 100$ ма, $t_{имп. б} = 5$ мксек.

* * *

Итак, импульсное облучение транзисторов и диодов сопровождается переходными процессами, которые могут явиться причиной серьезных нарушений работоспособности тех электронных устройств, в состав которых они входят. Эти переходные процессы, как было выяснено, носят двойкий характер. С одной стороны, это процессы перестройки и аннигиляции структурных дефектов, а с другой, — процессы релаксации электронного возбуждения.

Первые способны на длительное время, исчисляемое десятками и сотнями секунд, быть причиной потери работоспособности электронных узлов. Но и после этого периода окончательного восстановления параметров приборов не происходит. Изучение кинетики отжига дефектов после импульсного облучения началось лишь в последнее время. Многие явления здесь еще остаются невыясненными, поэтому предсказание величины и длительности нестационарных изменений параметров приборов, обусловленных процессами развития и отжига структурных повреждений, в настоящее время затруднительно.

Процессы, вызванные электронным возбуждением или ионизацией, в полупроводниковых приборах изучены более полно. Установлено, что они удовлетворительно описываются уравнениями для эквивалентных схем, в которых диоды и транзисторы представляются как управляемые зарядом устройства. Однако эти уравнения, строго говоря, справедливы лишь в пределах тех допущений, которые были сделаны при их выводе. Одним из наиболее важных допущений является условие невысокого уровня возбуждения неравновесных носителей, т. е. $\Delta n/n_0 \leq 1$. Этому условию отвечают мощности поглощенной дозы ионизирующего излучения, не превышающие $10^7 - 10^8$ рад/сек. Для больших мощностей поглощенных доз ($10^9 - 10^{11}$ рад/сек) получены лишь некоторые эмпирические соотношения. Поэтому необходимо дальнейшее изучение работы полупроводниковых приборов при высоких уровнях возбуждения неравновесных носителей заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proceedings of the 7th International Conf. on the Physics of Semiconductors. Part 3. Radiation Damage in Semiconductors. Dunod. Paris, 1965.
2. Proceedings of the 8th International Conf. on the Physics of Semiconductors. Tokyo, 1966; to be printed in Phys. Soc. Japan.
3. Actions des rayonnements sur les composés à semiconducteurs. Toulouse, March 1967, France (в печати).
4. Proceedings of the Confer. of Radiation Effects in Semiconductors. J. Appl. Phys., 30, No. 8 (1959).
5. Proceedings of the International Conf. on Crystal Lattice Defects. Kyoto, Japan, 1962; J. Phys. Soc. Japan, 18, 3 (1963).
6. Corbett J. Electron Rad. Damage in Semiconductors and Metals. Progress in Solid State Physics, 1967.
7. Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. М., Изд-во АН СССР, 1957.
8. Смит Р. Полупроводники. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
9. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Серге. Т. 1. М., Изд-во иностр. лит., 1955.
10. Дирли Дж., Нортроп Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. М., «Мир», 1966.
11. Seitz F. et al. Solid State Phys., 2, 307, No. 4 (1956).
12. Динс Дж., Виньярд Дж. Радиационные эффекты в твердых телах. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
13. Вавилов В. С. Действие излучений на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.
14. Crawford J. In: Actions Chimiques et Biologiques des Radiations. Ed. by M. Haissinsky Masson, Paris, 1964.
15. Kaiser R. Z. angew. Phys., 19, 3, 270 (1965).
16. McKinley W. A., Feshbach H. Phys. Rev., 74, 1759 (1948).

17. Kahn J. J. Appl. Phys., 30, 1310 (1959).
18. Kinchin G., Rease R. Repts Progr. Phys., 18 (1955); «Успехи физ. наук», 60, 590 (1956).
19. Smith H. Philos. Trans. Roy. Soc., A241, 105 (1948).
20. Kohn W. Phys. Rev., 94, 1409 (1954).
21. Brown W., Augustinak W. J. Appl. Phys., 30, 1300 (1959).
22. Смирнов Л. С., Глазунов П. Я. «Физика твердого тела», 1, 1376 (1959).
23. Snyder W., Neufeld J. Phys. Rev., 97, 1636 (1955).
24. Григорьев Р. И., Федоренко А. И. «Успехи физ. наук», 83, 385 (1955).
25. Brinkman J. J. Appl. Phys., 25, 961 (1954).
26. Смирнов Л. С. «Физика твердого тела», 2, 1669 (1960).
27. Wiegand D., Smoluchowsky R. Actiens Chinuques et Biologiques des Radiations. Ed. by M. Haissmsky Masson, Paris, 1964.
28. Varley J. Nature, 174, 886 (1954).
29. Varley J. J. Nucl. Energy, 1, 130 (1954).
30. Howard R. et al. Phys. Rev., 122, 1406 (1961).
31. Varley J. J. Phys. Chem. Solids, 23, 985 (1962).
32. Howard R., Smoluchowsky R. Phys. Rev., 116, 314 (1959).
33. Dexter D. Ibid., 118, 934 (1960).
34. Стародубцев С. В., Кив А. Е. Электронные процессы химии высоких энергий. М., «Наука», стр. 278.
35. Курский Ю. А. «Физика твердого тела», 6, 1485 (1964).
36. James H., Lark-Horowitz K. Z. Phys. Chem., 198, 107 (1951).
37. Lofersky J. J. et al. Phys. Rev., 111, 432 (1958).
38. Bänerlein R. Z. Phys., 176, 498 (1963).
39. Kulp B. et al. Phys. Rev., 129, 2422 (1963).
40. Kulp B. Ibid., 125, 1865 (1962).
41. Вавилов В. С., Плотников А. Ф. «Физика твердого тела», 3, 8 (1961).
42. Вавилов В. С., Плотников А. Ф., Ткачев В. Д. «Физика твердого тела», 4, 3446, 3575 (1962); 5, 3188 (1963).
43. Акимченко И. П., Вавилов В. С., Плотников А. Ф. «Физика твердого тела», 5, 1417 (1963).
44. Плотников А. Ф., Вавилов В. С., Копыловский В. Д. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 183 (1962).
45. Мосс Т. Оптические свойства полупроводников. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
46. Вавилов В. С., Лоткова Э. Н., Плотников А. Ф. In: Photoconductivity in Solids. Pergamon Press, Lond., 1962, p. 32.
47. Бьюб Р. Фотопроводимость в твердых телах. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
48. Адирович Э. И. «Физика твердого тела», 2, 2248 (1960).
49. Рывкин С. М. и др. «Физика твердого тела», 3, 252 (1961).
50. Вавилов В. С. Proceedings of the 7th International Conf. on the Physics of Semiconductors. Paris, 1964; Rad. Damage in Semiconductors. Dunod, Paris, 1965, p. 115; «Успехи физ. наук», 84, 431 (1964).
51. Плотников А. Ф., Вавилов В. С., Смирнов Л. С. «Физика твердого тела», 3, 3254 (1961).
52. Рывкин С. М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., Физматгиз, 1963.
53. Сборник под ред. Пенина Н. А. М., Изд-во иностр. лит., 1962.
54. Людвиг Дж., Вудбери Г. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. М., «Мир», 1964.
55. Watkins G. Proceedings of the 7th International Conf. on the Physics of Semiconductors. Paris, 1964, Part 3; Rad. Damage in Semiconductors. Dunod, Paris, 1965, p. 97.
56. Bemski G. J. Appl. Phys., 30, 1195 (1959).
57. Вавилов В. С., Винтовкин С. И., Лютович А. И., Плотников А. Ф., Соколова А. А. «Физика твердого тела», 7, 502 (1965).
58. Corbett J., Watkins G. Phys. Rev. Letters, 7, 314 (1961).
59. Watkins G. J. Phys. Soc. Japan., 18, Suppl. 2, 22 (1963).
60. Fan H., Ramdas A. J. Appl. Phys., 30, 1127 (1959).
61. MacKay J. Proceedings of the 7th International Conf. on the Physics of Semiconductors. Paris, 1964, Part 3; Rad. Damage in Semiconductors. Dunod, Paris, 1965, p. 11.
62. Duncan J. Ibid., p. 135.
63. Kuip B. Ibid., p. 131.
64. Sonder E. et al. J. Appl. Phys., 30, 1186 (1959).
65. Болтакс Б. И. Диффузия в полупроводниках. М., Физматгиз, 1961 стр. 264.
66. Bemsky G. et al. J. Phys. Chem. Solids, 24, 1 (1963).
67. Pell E. J. Appl. Phys., 32, 1048 (1961).
68. Вавилов В. С. и др. «Физика твердого тела», 4, 1128, 3373 (1962); J. Phys. Soc. Japan, 18, 3, 136 (1963). Крюкова И. В., Вавилов В. С., «Физика и техника полупроводников», 2, 1312 (1968).
69. Watkins G. et al. J. Appl. Phys., 30, 1198 (1959).
70. Hill D. Phys. Rev., 119, 1222 (1960).

71. Bemsky G. et al. *Ibid.*, **108**, 645 (1957).
72. Ларк-Горовиц К. В. сб. «Полупроводниковые материалы». М., Изд-во иностр. лит., 1954, стр. 62.
73. Curtis O. L., Crawford J. *Phys. Rev.*, **124**, 1731 (1961); **126**, 1342 (1962).
74. Logan R. *Ibid.*, **101**, 1455 (1956).
75. Антонов-Романовский В. В. «Оптика и спектроскопия», **3**, 592 (1957).
76. Brown W. et al. *Phys. Rev.*, **92**, 591 (1953).
77. Waite T. *Ibid.*, **107**, 471 (1957).
78. Спицин А. В., Смирнов Л. С. «Физика твердого тела», **4**, 3456 (1962).
79. Ishino S. et al. *J. Phys. Chem. Solids*, **24**, 1033 (1963).
80. Blount E. J. *Appl. Phys.*, **30**, 1218 (1959).
81. Витовский Н. А., Машовец Т. В., Рывкин С. М. «Физика твердого тела», **5**, 1833 (1963).
82. Cleland J. *J. Appl. Phys., Letters*, **3**, 113 (1963).
83. Eisen F. *Phys. Rev.*, **123**, 736 (1961).
84. Eisen F. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **9**, 290 (1964).
85. Kortright J., MacKey J. *Ibid.*, **3**, 142 (1958).
86. Gossick B. J. *Appl. Phys.*, **30**, 1204 (1959).
87. Cleland J. et al. *Phys. Rev.*, **99**, 1170 (1955).
88. Juretschke H. et al. *J. Appl. Phys.*, **27**, 838 (1956).
89. Cleland J., Crawford J. *Proceedings of the International Conf. on Semiconductors. Prague, 1960; Academic Press, No. 4*, 299 (1961).
90. Van Dong N. et al. *Trans. Faraday Soc.*, **57**, 1968 (1961).
91. Stein H. J. *Appl. Phys.*, **31**, 1303 (1960).
92. Closser W. *Ibid.*, **31**, 1693 (1960).
93. Gossick B. *Ibid.*, **31**, 745 (1960).
94. Vook F. *Proceedings of the 7th International Conf. on Physics of Semiconductors. Paris, 1964, Part 3; Rad. Damage in Semiconductors. Dunod, Paris, 1965, p. 51.*
Вавилов В. С. и др. *Radiation Effects in Semiconductors. N. Y., Plenum Press, 1968, p. 346.*
95. Simmons R. et al. *J. Appl. Phys.*, **30**, 1249 (1959).
96. Eshelby J. *Ibid.*, **25**, 255 (1964).
97. Vook F. *Phys. Rev.*, **125**, 855 (1962).
98. Vook F. *J. Phys. Soc., Japan*, **18**, 2, 190 (1963).
99. Swalin R. J. *Phys. Chem. Solids*, **18**, 290 (1961).
100. Kurnick S. J. *Chem. Phys.*, **20**, 219 (1952).
101. Pearson G. et al. *Proceedings of the 7th International Conf. on the Physics of Semiconductors. Paris, 1964, Part 3; Rad. Damage in Semiconductors. Dunod, Paris, 1965, p. 197*

102. Vook F. et al. *Phys. Rev.*, **113**, 62 (1959).
103. Pierce C. et al. *J. Appl. Phys.*, **34**, 1946 (1963).
104. Wittels M. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **5**, 375 (1960).
105. Fnjita F. et al. *J. Phys. Soc. Japan*, **13**, 1063 (1953).
106. Gonser U. et al. *Phys. Rev.*, **109**, 663 (1958).
107. Keitman D. et al. *Ibid.*, **108**, 901 (1957).
108. Parsons J. et al. *J. Appl. Phys. Letters*, **1**, 57 (1962).
109. Bertolotti M. et al. *Nuovo cimento*, **29**, 1200 (1963).
110. Berman R. *Proc. Roy. Soc.*, **A208**, 90 (1951).
111. Vook F. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **7**, 437 (1963); **8**, 209 (1963); **9**, 289 (1964).
112. Ziman J. *Canad. J. Phys.*, **34**, 1256 (1956).
113. Aukerman L. *Phys. Rev.*, **127**, 1576 (1962).
114. Arnold G. et al. *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **9**, 220 (1964).
115. Van Dong N. et al. *Compt. rend.*, **236**, 1722 (1963).
116. Vandever M., Albany H. *Ibid.*, **257**, 1252 (1963).
117. Бредов М. М., Окунева Н. М. «Докл. АН СССР», **113**, 795 (1957); Бредов М. М., Лепилин В. Л. и др. «Физика твердого тела», **3**, 267 (1961); Бредов М. М., Нуромский А. Б. Там же, **4**, 562 (1962).
118. Ohl R. S. *Bell. System. Techn. J.*, **31**, 104 (1952).
119. Nielsen K. *Electromagnetically Enriched Isotopes and Mass-Spectrometry. Lond.*, 1958, p. 68.
120. Гусев В. М., Титов В. В., Гусева М. И., Куринный В. И. «Физика твердого тела», **7**, 2077 (1965).
121. Гусев В. М. и др. Там же, **8**, 1708 (1966).
122. Baruch P. et al. *J. Phys. Soc. Japan*, **18**, 3, 251 (1963); Pfister J. Диссертация. Ecole Normale Supérieure. Paris, France, 1964.
123. Ferber R. P. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, **NS-10**, 15 (1963).
124. Павлов П. В., Зорин Е. И., Тетельбаум Д. И., Попов Ю. С. «Физика твердого тела», **6**, 3222 (1964).
125. Dearnaley G. *Report on International Symposium on Radiation Effects in Semiconductors. Toulouse, France, 1967.*
126. Павлов П. В. и др. Доклад на Международном симпозиуме по действию излучений на полупроводники. Тулуза, 1967.
127. Вавилов В. С., Гусева М. И., Конорова Е. А., Краснопевцев В. В., Сергиенко В. Ф., Титов В. В. «Физика твердого тела», **9**, 1964 (1967).
128. Ion Implantation. *Techn. Information, No. 8, AERE, Harwell, England, 1967.*
129. Stark J. Z. *Phys.*, **13**, 585 (1912).
130. Robinson M., Oen O. J. *Appl. Phys. Letters*, **2**, 30 (1963).

131. Pierchy G. et al. Phys. Rev. Letters, **10**, 399 (1963).
132. Nelson R., Thompson M. Philips Mag., **11**, No. 2, 176 (1966).
133. Lindhard J. Phys. Letters, **12**, 126 (1964).
134. Тулинов А. Ф. «Успехи физ. наук», 585 (1965).
135. Bough E. et al. Phys. Letters, **12**, 129 (1964).
136. Dearnaley G. IEEE Trans. nucl. sci., **NS-11**, 249 (1964).
137. Eisen F. Bull. Amer. Phys. Soc., **11**, 176 (1966).
138. Nelson R. et al. Phys. Letters, **23**, 18 (1966).
139. Moak C. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., **11**, 101 (1966).
140. Kornelson E. et al. Phys. Rev., **136**, 1849 (1964).
141. Bower R. et al. J. Appl. Phys. Letters, **9**, 203 (1966).
142. Davies J. et al. Canad. J. Phys., **44**, 1631 (1966).
143. Кекелидзе Н. П. Труды Симпозиума МАГАТЭ по хим. последствиям ядерных превращений. Прага, 1960.
144. Messier J., Lecollere Y. IEEE Trans. nucl. sci., **NS-11**, No. 3, 276 (1964).
145. Schweinler H. J. Appl. Phys., **30**, 1125 (1959).
146. Чукичев М. В., Вавилов Н. С. «Физика твердого тела», **3**, 1522 (1961).
147. Грошев Л. В. и др. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. М., Атомиздат, 1958.
148. Водопьянов Л. К., Курдиани Н. И. «Физика твердого тела», **8**, 72 (1966).
149. Бонч-Бруевич В. Л. «Физика твердого тела», **4**, 2660 (1962); **5**, 1852 (1963).
150. Келдыш Л. В., Прошко Г. П. Там же, **5**, 3378 (1963).
151. Бор Н. Прохождение атомных частиц через вещество. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
152. Ферми Э. Ядерная физика. М., Изд-во иностр. лит., 1951.
153. Nuclear Data Tables. N. Y., J. Marion, 1960, Part 3.
154. Moller C. Ann. Phys., **14**, 531 (1932).
155. Bethe H., Heitler W. Proc. Roy. Soc., **A146**, 83 (1934).
156. Seitz F. Disc. Faraday Soc., **5**, 271 (1949).
157. Характеристические потери энергии электронами. Сб. статей. Под ред. А. Р. Шульмана. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
158. Гайтлер В. Квантовая теория излучения. М., Изд-во иностр. лит., 1956.
159. Hofstadter R. Nucleonics, No. 4, 2; No. 5, 29 (1949); «Успехи физ. наук», **39**, 462 (1949).
160. Рывкин С. М., Матвеев О. А., Строкан Н. Б. Полупроводниковые счетчики заряженных частиц. Л., «Знание», 1963.
161. MacKay K. Phys. Rev., **84**, 829 (1951).
162. Вавилов В. С., Смирнов Л. С., Пацкевич В. М. «Докл. АН СССР», **112**, 1020 (1957).
163. Drahooupil J. et al. Czechosl. J. Phys., **7**, 521 (1957).
164. Чукичев М. В., Вавилов В. С. «Физика твердого тела», **3**, 935 (1961).
165. Голубев Г. П., Вавилов В. С., Егоров В. Д. Там же, **7**, 3000 (1965).
166. Klein C. Proceedings of the 8th International Conf. on the Physics of Semiconductors. Kyoto, 1966; printed by Phys. Soc. Japan, p. 307.
167. Philipp H., Ehrenreich H. Phys. Rev., **129**, 1550 (1963).
168. Tauc J., Abraham A. Czechosl. J. Phys., **9**, 95 (1959).
169. Halbert M., Blankenship J. Nucl. Instrum. and Methods, **8**, 106 (1960); MacKenzie J., Bromley D. Phys. Rev. Letters, **2**, 303 (1959); MacKay K., MacAfee K. Phys. Rev., **91**, 1079 (1953).
170. Zareba A. In: Proc. of the International Conf. on the Physics of Semiconductors. Prague, 1960. Prague Academ. Press, 1961, p. 476; Вавилов В. С. и др. «Докл. АН СССР», **93**, 246 (1954); **112**, 93 (1957).
171. Kos S. Czechosl. J. Phys., **7**, 91 (1957); Drahooupil J. et al. Ibid., **7**, 57 (1957).
172. Emery F., Rabson T. Phys. Rev., **140**, A2089 (1965); Baldinger E. et al. Z. Andrew. Math. und Phys., **15**, 90 (1964); **131**, 134 (1964).
173. Bussola C. et al. Phys. Rev., **136**, A1756 (1964); Пацкевич В. М., Вавилов В. С., Смирнов Л. С. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **6**, 619 (1958).
174. Koch L. et al. Compt. rend. Acad. Sci., **250**, 74 (1961).
175. Pfister J. Z. Naturforsch., **12a**, 217 (1957).
176. Goldstein B. J. Appl. Phys., **36**, 3853 (1965).
177. Van Heerden P. Phys. Rev., **106**, 468 (1957).
178. Lappe F. Z. Physik, **154**, 267 (1959).
179. Lappe F. J. Phys. Chem. Solids, **20**, 173 (1961).
180. Kennedy P. Proc. Roy. Soc., **A253**, 37 (1959).
181. Shockley W. Solid State Electronics, **2**, 35 (1961); «Успехи физ. наук», **77**, 161 (1962).
182. Попов Ю. М. «Труды Физ. ин-та АН СССР», **23**, 64 (1963).
183. Prines D. Elementary excitations in Solids. N. Y. Benjamin, 1963, Chapt. 4.
184. Peck D. S. et al. Nature, No. 4895, 741 (1963).
185. Риддл В. сб. «Новые схемы на полупроводниковых приборах».

- рах». Под ред. А. А. Соколова. М., Изд-во иностр. лит., 1961, стр. 9.
186. Behrens W. V. et al. Proc. I. R. E., **46**, No. 3, 601 (1958).
187. Easley J. W. Nucleonics, **20**, No. 7, 51 (1962).
188. Messenger G. C. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-12**, No. 2, 53 (1965).
189. Easley J. W. et al. J. Appl. Phys., **31**, 1024 (1960).
190. Lauritzen P. O. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-11**, No. 5, 39 (1964).
191. Baldinger E. et al. Solid State Electronics, **9**, No. 3, 287 (1966).
192. Красилов А. В. и др. Методы расчета транзисторов. М., «Энергия», 1964.
193. Sparkes I. J. et al. Proc. I. R. E., **45**, No. 12, 182 (1957).
194. Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М., Госэнергоиздат, 1963.
195. Линдмейер и др. «Труды Ин-та радиоинженеров», № 2, 228 (1962); Proc. I.R.E., **50**, No. 2.
196. Ухин Н. А. В сб. «Электрофизическая, дозиметрическая и радиометрическая аппаратура». М., Атомиздат, 1962.
197. Hood J. A. Semicond. Prod. and Solid-State Techn., **8**, No. 4, 13—16 (1965).
198. Sah C. et al. Proc. I.R.E., **45**, No. 9, 1228 (1957).
199. Bilger H. Helv. Phys. Acta, XXXIV, 909 (1961).
200. Sah C. IRE Trans Electron Devices, **ED-9**, No. 1, 92 (1962).
201. Goben C. A. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-12**, No. 5, 134 (1965).
202. Beicker J. A. Report on International Symposium on Radiation Effects in Semiconductors. Toulouse, France, March 1967.
203. Easley J. W. In: Proceedings of the 7th Internat. Conf. on the Physics of Semiconductors. Part 3. Paris, 1965, p. 341.
204. Beck R. W. et al. J. Appl. Phys., **30**, No. 9, 1437 (1959).
205. Curtis O. L. et al. Ibid., **28**, No. 10, 1161 (1957).
206. Curtis O. L. et al. Ibid., **29**, No. 12, 1722 (1958).
207. Вавилов В. С. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **32**, 702 (1957); там же, **34**, № 2 (1958).
208. Рывкин С. М. и др. «Физика твердого тела», **3**, 3211 (1961).
209. Curtis O. L. et al. In: Proceedings of the 7th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors. Part 3. Dunod, Paris, 1965, p. 143.
210. Витовский Н. А. и др. «Физика твердого тела», **1**, 1381 (1959).
211. Matsuura K. et al. J. Phys. Soc. Japan, **16**, 339 (1961).
212. Streetman B. G. J. Appl. Phys., **37**, 3145 (1966).

213. Коноплева Р. Ф. и др. «Физика твердого тела», **6**, 1063 (1964).
214. Севченко А. Н. и др. «Докл. АН СССР», **169**, 562 (1966).
215. Шошли У. и др. В сб. «Полупроводниковые электронные приборы». Под ред. А. В. Ржанова. М., Изд-во иностр. лит., 1953, стр. 120.
216. Cleland J. W. et al. Phys. Rev., **83**, 312 (1951).
217. Cleland J. W. et al. Ibid., **98**, 1742 (1955).
218. Binder D. Ibid., **122**, 1147 (1961).
219. Kantz A. D. J. Appl. Phys., **34**, 1944 (1963).
220. Messenger G. C. et al. Proc. IRE, **46**, 1076 (1958).
221. Paxton H. C. Nucleonics, **13**, No. 10, 48 (1955).
222. Taylor L. IRE Trans. Nucl. Sci., No. 5, No. 1, 280 (1962).
223. Walters A. In: Proceed. of 2nd Conference on Nuclear Radiation Effects on Semiconductors Device. Materials and Circuits. N. Y., Cowan Publishing Corp., 1959, p. 35.
224. Коноплева Р. Ф. и др. В сб. «Физика твердого тела». Ч. 2. Л., Изд-во АН СССР, 1959, стр. 11.
225. Curtis O. L. et al. J. Appl. Phys., **30**, 1174 (1959).
226. Шарендо Л. Г. и др. «Физика твердого тела», **4**, 2137 (1962).
227. Curtis O. L. et al. J. Appl. Phys., **36**, 2094 (1965).
228. Спицын А. В. Доклад на Международной конференции по радиационным эффектам в полупроводниках. Тулуза, март 1967.
229. Bertolotti M. et al. Nuovocimento, XX, No. 3, 438 (1964).
230. Hirata M. et al. J. Appl. Phys., **37**, 1867 (1966).
231. Glaenzer R. et al. Ibid., **36**, 2197 (1965).
232. Wertheim G. Phys. Rev., **105**, 1790 (1957).
233. Klein C. J. Appl. Phys., **30**, 1222 (1959).
234. Галкин Г. «Физика твердого тела», **3**, 630 (1961).
235. Галкин Г. и др. Там же, **2**, 2018 (1960).
236. Merlo-Flores J. et al. In: Proceedings of the 7th Intern. Conf. on Semiconductors. Dunod. Paris, 1965, p. 155.
237. Sonder E. et al. J. Appl. Phys., **31**, 1279 (1960).
238. Sonder E. et al. Ibid., **34**, 3296 (1963).
239. Sonder E. et al. Ibid., **36**, 1811 (1965).
240. Вавилов В. С. и др. «Физика твердого тела», **4**, 1969 (1962).
241. Stein H. J. Appl. Phys., **37**, 3382 (1966).
242. Curtis O. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-13**, No. 6, 33 (1966).
243. Messenger G. C. In: Report on International Symposium on Radiation Effects in Semiconductors. Toulouse, March 1967.

244. Brown R. In: Report on International Conference on Radiation Effects in Semiconductors. Toulouse, March 1967.
245. Cocco U. et al. In: Radiation Effects in Electronics. ASTM Special Technical Publication, No. 384, 1965, p. 149.
246. Taulbee C. D. et al. In: Radiation Effects in Electronics. ASTM Special Technical Publication, No. 384, 1965, p. 121.
247. Blair R. R. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-10, No. 5, 35 (1963).
248. Weiss M. M. et al. Ibid., NS-10, No. 5, 28 (1963).
249. Brucker G. Report on International Conference on Radiation Effects in Semiconductors. Toulouse, March 1967.
250. Frank M. et al. In: Radiation Effects in Electronics. ASTM Special Technical Publication, No. 384, 1965, p. 173.
251. Frank M. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-12, No. 5, 126 (1965).
252. Rossin A. D. In: Dosimetry for radiation damage studies. Report ANL-6826, March 1964; IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-11, No. 5 (1964).
253. Stein H. J. Appl. Phys. Letters, 2, 235 (1963).
254. Kortright J. M. et al. Bull. Amer. Phys. Soc., 7, 330 (1962).
255. Klontz E. E. et al. J. Phys. Soc. Japan, 18, III, 216 (1963).
256. Ishino S. et al. Report on Symposium on Lattice defects in Semiconductors. Tokyo, Japan, 1966.
257. Genre R. et al. Report on International Conf. on Radiation Effects in Semiconductors. Toulouse, March 1967.
258. Goben C. A. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-12, No. 5, p. 134 (1965).
259. Доброхотов Н. Г. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение». Вып. 7. Под ред. Д. А. Федотова. М., «Советское радио», 1961, стр. 3.
260. Пасынков В. и др. В кн. «Полупроводниковые приборы». М., «Высшая школа», 1966, стр. 306.
261. Leith F. A. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-12, No. 6, 64 (1965).
262. Frank M. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-10, No. 5, 93 (1963).
263. Стафеев В. И. «Физика твердого тела», 1, 848 (1959).
264. Manlief S. K. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-11, No. 5, 47 (1964).
265. Schwartz J. M. et al. J. Appl. Phys., 37, 745 (1966).
266. Billington D., Crawford J. Radiation Damage in Solids. Princeton, 1961.
267. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках. М., «Мир», 1964.

268. Джеймс Х. и др. Полупроводниковые материалы. Под ред. В. М. Тучкевича. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
269. Коноплева Р. Ф. и др. Доклад на Международной конференции по радиационным эффектам в полупроводниках. Тулуза, март 1967.
270. Акимченко И. П. и др. «Физика твердого тела», 6, (1964).
271. Казанский Ю. А. и др. Физические исследования защиты реакторов. М., Атомиздат, 1966.
272. Федотов Я. А. Основы физики полупроводниковых приборов. М., «Советское радио», 1963.
273. Додик С. Д. Полупроводниковые стабилизаторы постоянного напряжения и тока. М., «Советское радио», 1962.
274. Carr E. A. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-11, No. 5, 12 (1964); NS-12, No. 5, 30 (1965).
275. Bohan W. A. et al. Proc. IEE, 106, Part B, Supplement No. 15, 361 (1959).
276. Rzewuski H. In: Proceedings of the 7th Intern. Conf. on the Physics of Semiconductors. Part 3. Paris, 1965, p. 35.
277. Влияние облучения на материалы и элементы электронных схем. Перев. с англ. Под ред. В. Н. Быкова, С. П. Соловьева. М., Атомиздат, 1967, стр. 311.
278. Kloepper R. M., IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-11, No. 5, 137 (1964).
279. Stein H. J. et al. Trans. Radiation Defects. Report on Conference on Irradiation Effects in Semiconductors. Toulouse, 7—11 March, 1967.
280. Sander H. H. IEEE Conf. on Nucl. Radiation Effects. Seattle. Washington, July 1964.
281. Sander H. H. et al. Trans. IEEE Nucl. Sci., NS-13, 53 (1966).
282. Binder D. et al. Report on IEEE Conf. on Nuclear Space Radiation Effects. Palo Alto, Californ., July 1966.
283. Gilmour G. A. Trans IEEE Nucl. Sci., NS-10, No. 4, 18 (1963).
284. Диткин В. А., Кузнецов П. И. Справочник по операционному исчислению. М.—Л., Гостехтеориздат, 1951.
285. Wirth J. L. et al. Trans. IEEE Nucl. Sci., NS-11, No. 5, 24 (1964).
286. Beaufoy R. et al. A. T. E. Journal, 13, 310 (1957).
287. Henderson J. C. et al. Proceedings of the IEEE, 104, Part B, No. 15, 318 (1957).
288. Носов Ю. Р. Полупроводниковые импульсные диоды. М., «Советское радио», 1965.

289. Rosenberg C. et al. Trans IEEE Nucl. Sci., **NS-10**, No. 5, 149 (1963).
290. Caldwell R. S. et al. Commun. and Electronics, No. 64, 483 (1963).
291. Loferski J. J. J. Appl. Phys., **29**, 35 (1958).
292. Easley J. W. IRE Weskon Conv. Rec., **3**, 149 (1958).
293. Blair R. R. et al. Proceedings of the Second Conference on Nuclear Radiation Effects on Semiconductor Devices. Materials and Circuits, Cowan Publish. Corp. N. Y., 1959, p. 96.
294. Zander K. Nucleonik, **3**, No. 7, p. 292 (1961).
295. Gardner L. B. et al. IRE Trans. Nucl. Sci., **NS-8**, No. 3, 35 (1961).
296. Poblentz F. W. IEEE Trans. Nucl. Sci., No. 5, No. 1, 74 (1963).
297. Peck D. S. et al. Bell System Techn. J., **42**, 95 (1963).
298. Coldwell R. S. In: Inst. Environmental Sci. Annual. Meet. Proc., Los Angeles, Calif., 1963, Mt. Prospect, 1963, p. 145.
299. Rogers S. C. Ibid., p. 270
300. Brucker G. J. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-12**, No. 5, 69 (1965).
301. Gage D. S. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-12**, No. 5, 112 (1965).
302. Andrews P. A. Proc. IEEE, **53**, 1653 (1965).
303. Brucker G. J. Ibid., **53**, 1800 (1965).
304. Hughes H. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-12**, No. 6, 53 (1965).
305. Compton J. B. et al. IEEE Trans. Aerospace, **3**, No. 2, 378 (1965).
306. Glotin Ph. Bull. inform. sci. Techn., No. 98, 69 (1965).
307. Шао Бин-сень и др. Acta Sci. natur. Univer. Fudan, **10**, No. 2, 281 (1965).
308. Rosenzweig W. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-12**, No. 5, 18 (1965).
309. Rogers S. C. IEEE Intern. Conf. Rec., **14**, No. 10, 136 (1966).
310. Horne W. E. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-13**, No. 6, 181 (1966).
311. Mitchell J. P. et al. Bell System Techn. J., **46**, No. 1, 1 (1967).
312. Raymond J. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-12**, No. 5, 55 (1965).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
-----------------------	---

ЧАСТЬ ПЕРВАЯ

Глава I

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВОЗНИКНОВЕНИИ И ПРИРОДЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ

1. Возникновение дефектов под действием быстрых электронов и γ -квантов	5
2. Особенности процесса возникновения дефектов Френкеля в кристаллической решетке типа алмаза	12
3. Возникновение дефектов под действием нейтронов и тяжелых заряженных частиц	17
4. Ионизационные процессы, приводящие к возникновению дефектов	26

Глава II

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ РАДИАЦИОННЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

1. Пороговые энергии возникновения дефектов в германии, кремнии и других полупроводниках	32
2. Оптические и фотоэлектрические исследования радиационных дефектов	36
3. Изучение дефектов методами электронного парамагнитного резонанса и изменением магнитных свойств	48
4. Взаимодействие радиационных дефектов с примесями	57
5. Устойчивость и отжиг радиационных дефектов в полупроводниках	73
6. Особенности влияния скоплений дефектов, возникающих под действием быстрых нейтронов и тяжелых заряженных частиц, на свойства полупроводников	84

7. Структурные исследования радиационных дефектов в полупроводниках	88
8. Влияние радиационных дефектов на теплопроводность полупроводников	95
9. Радиационное легирование полупроводников	97

Глава III

ИОНИЗАЦИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ТОРМОЖЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ПОГЛОЩЕНИИ И РАССЕЯНИИ γ -КВАНТОВ

1. Потери энергии на ионизацию	110
2. Средняя энергия ионизации ϵ в полупроводниках	120
3. О соотношении энергии, затрачиваемой на ионизацию и возбуждение колебаний кристаллической решетки	127

ЧАСТЬ ВТОРАЯ

Глава I

ДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТРАНЗИСТОРЫ

1. Результаты экспериментального исследования изменений параметров транзисторов при их облучении	134
2. Основные соотношения, определяющие скорость изменения параметров транзисторов в результате объемных процессов; критерий радиационной стойкости транзисторов	141
3. Особенности поведения транзисторов при больших уровнях облучения	149
4. Влияние рекомбинации в $p-n$ -переходе на коэффициент передачи тока в транзисторах	155
5. Зависимость радиационного изменения времени жизни неосновных носителей заряда от электрофизических свойств полупроводниковых материалов	159
6. Поверхностные эффекты в транзисторах, вызываемые облучением	180
7. Влияние режима работы и температуры облучения на радиационную стойкость транзисторов	191
8. Некоторые вопросы работы тиристоров в условиях облучения	202

Глава II

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДАХ

1. Устойчивые изменения прямой ветви вольт-амперной характеристики диодов, вызванные облучением	209
---	-----

2. Об экспериментальных результатах изменения проводимости германия и кремния при облучении	231
3. Изменения обратной ветви вольт-амперной характеристики диодов в результате действия облучения	241
4. Действие излучения на параметры стабилитронов	248

Глава III

ДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

1. Особенности импульсного облучения полупроводниковых приборов	255
2. Ионизационный ток при $p-n$ -переходе	259
3. Эквивалентная схема диода, моделирующая его реакцию на импульс ионизирующего излучения	263
4. Реакция транзистора на импульс ионизирующего излучения, его эквивалентная схема	269
5. Некоторые экспериментальные результаты исследования эффектов импульсного облучения полупроводниковых приборов	279
Литература	297

БАВИЛОВ Виктор Сергеевич,
УХИН Николай Андреевич
**РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ
в ПОЛУПРОВОДНИКАХ
и ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ**

Редактор *Н. А. Носова*
Художественный редактор *А. С. Александров*
Художник *Г. И. Коровин*
Технический редактор *Е. И. Мазель*
Корректор *Н. А. Смирнова*

Сдано в набор 25.XI 1968 г.

Подписано к печати 13.III 1969 г. Т-04656

Формат 84×108/32. Бумага типографская № 1

Усл. печ. л. 16,38. Уч.-изд. л. 16,33

Тираж 3200 экз. Цена 1 р. 86 к.

Заказ изд. 1848. Заказ № 625

Атомиздат, Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Московская типография № 16
Главполиграфпрома Комитета по печати
при Совете Министров СССР
Москва, Трехпрудный пер., 9