

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

В.П. Гермогенов

**МАТЕРИАЛЫ,
СТРУКТУРЫ
И ПРИБОРЫ
ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ
ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

Учебное пособие

*Допущено УМО по классическому университетскому образованию РФ
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлению подготовки 03.03.03. – Радиофизика*

Томск
Издательский Дом Томского государственного университета
2015

УДК 621.382
ББК 32.852
Г38

Гермогенов В.П.

Г38 Материалы, структуры и приборы полупроводниковой оптики : учеб. пособие. – Томск : Издательский Дом Томского государственного университета, 2015. – 272 с.

ISBN 978-5-94621-475-9

В учебном пособии рассмотрены свойства основных полупроводниковых материалов и характеристики барьерных структур ($p-n$ -переходов и гетеропереходов), используемых при создании оптоэлектронных приборов. Описаны принципы действия, основные характеристики и конструкции фотодиодов, фотопреобразователей, светодиодов и инжекционных лазеров.

Для студентов старших курсов высших учебных заведений, обучающихся по направлениям «Физика», «Радиофизика», «Электроника и наноэлектроника», а также аспирантов и научных сотрудников, работающих в области полупроводниковой электроники и оптоэлектроники.

УДК 621.382
ББК 32.852

Рецензенты:

А.А. Вилисов, доктор технических наук, профессор;
В.И. Гаман, доктор физико-математических наук, профессор;
А.Э. Юнович, доктор физико-математических наук, профессор

ISBN 978-5-94621-475-9

© Гермогенов В.П., 2015

© Томский государственный университет, 2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	8
1. Электроны и дырки в полупроводниках (некоторые сведения из физики полупроводников)	10
1.1. Носители заряда в полупроводниках	10
1.2. Концентрации носителей заряда и ионизованных примесей	14
1.2.1. Концентрация свободных электронов	14
1.2.2. Концентрация свободных дырок	16
1.2.3. Концентрации ионизованных примесей	18
1.3. Вид уравнения электронейтральности для различных случаев легирования полупроводника	19
1.3.1. Собственный полупроводник	21
1.3.2. Полупроводник с донорной примесью	21
1.3.3. Полупроводник с акцепторной примесью	23
1.3.4. Частично компенсированный полупроводник	23
1.3.5. Полупроводник с двумя типами минимумов в зоне проводимости	24
1.4. Примеры решений уравнения электронейтральности	27
1.4.1. Зависимости концентраций свободных носителей заряда в GaAs от концентраций легирующих примесей	27
1.4.2. Температурные зависимости концентраций свободных носителей в арсениде галлия	29
<i>Контрольные вопросы</i>	30
2. Поглощение оптического излучения в полупроводниках	32
2.1. Закон Бугера–Ламберта	32
2.2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения	33
2.3. Оптическая генерация носителей заряда	37
<i>Контрольные вопросы</i>	38
3. Излучение света в полупроводниках	40
3.1. Люминесценция полупроводников	40
3.2. Излучательная и безызлучательная рекомбинации	40
3.2.1. Межзонная излучательная рекомбинация	40
3.2.2. Экситонная люминесценция	43
3.2.3. Примесная люминесценция	44
3.2.4. Донорно-акцепторная люминесценция	45
3.2.5. Безызлучательная рекомбинация	45
3.2.6. Внутренний квантовый выход	46

3.3. Спектры рекомбинационного излучения	47
3.4. Влияние легирования на спектры люминесценции полупроводников	51
<i>Контрольные вопросы</i>	54
4. Основные свойства $p-n$-переходов	55
4.1. Образование потенциального барьера в $p-n$ -переходе	55
4.2. Характеристики барьера в резком $p-n$ -переходе	56
4.3. Характеристики барьера в плавном $p-n$ -переходе	58
4.4. Диффузионные токи в $p-n$ -переходе. Инжекция и экстракция носителей заряда	60
4.5. Рекомбинационный и термогенерационный токи в $p-n$ -переходах	64
4.6. Туннелирование в $p-n$ -переходах	66
4.7. Проводимость $p-n$ -перехода при переменном напряжении	67
<i>Контрольные вопросы</i>	69
5. Гетероструктуры и их основные свойства	71
5.1. Понятие о гетеропереходе	71
5.2. Модели гетеропереходов	73
5.2.1. Модель Андерсона для резкого гетероперехода. Правило электронного сродства	73
5.2.2. Модель с электронными состояниями, локализованными у гетерограницы. Связь с уровнями локальной электронейтральности	75
5.2.3. Влияние на энергетическую диаграмму гетероперехода пограничных электрических диполей и монополярного заряженного слоя на гетерогранице	77
5.2.4. Плавный гетеропереход	79
5.3. Протекание тока в гетеропереходах	80
5.3.1. Ток в идеальном резком гетеропереходе	80
5.3.2. Влияние граничных электронных состояний на вольт-амперную характеристику гетероперехода	81
5.4. Основные свойства гетероструктур	84
5.4.1. Односторонняя инжекция в гетеропереходе	84
5.4.2. Суперинжекция	86
5.4.3. Локализация избыточных носителей заряда в двойной гетероструктуре	87
5.4.4. Оптическая прозрачность широкозонного материала гетероструктуры (эффект «оптического окна»)	90

5.4.5. Волноводный эффект в гетероструктуре	91
5.5. Варизонные структуры	92
5.5.1. Понятие о варизонном полупроводнике	92
5.5.2. Варизонная $p-n$ -структура	95
5.6. Квантово-размерные структуры	97
5.6.1. Понятие о квантово-размерных структурах	97
5.6.2. Оптические свойства структур с квантовыми ямами	100
<i>Контрольные вопросы</i>	102
6. Материалы для оптоэлектронных приборов	103
6.1. Германий и кремний	103
6.2. Полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^V$ со структурой сфалерита	105
6.3. Соединения типа $A^{III}N$	107
6.4. Твердые растворы полупроводниковых соединений	110
6.4.1. Понятие о полупроводниковом твердом растворе	110
6.4.2. Зависимость основных свойств полупроводникового твердого раствора от его состава	111
6.4.3. Твердый раствор $Al_xGa_{1-x}As$	113
6.4.3.1. Энергетический спектр $Al_xGa_{1-x}As$	113
6.4.3.2. Концентрация электронов в различных минимумах зоны проводимости $Al_xGa_{1-x}As$	115
6.4.3.3. Зависимость люминесцентных свойств $Al_xGa_{1-x}As$ от состава твердого раствора	116
6.4.3.4. Гетероструктуры на основе $Al_xGa_{1-x}As$	119
6.4.4. Четверной твердый раствор $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$	121
6.4.5. Другие твердые растворы	124
<i>Контрольные вопросы</i>	128
7. Фотодиоды	129
7.1. Природа фотоэффекта в $p-n$ -переходе	129
7.2. Режимы работы фотодиода	130
7.3. Зависимость величины фототока от параметров фотодиодной структуры и оптического излучения	133
7.3.1. Расчет величины $J_{iф}$	134
7.3.2. Расчет электронной составляющей фототока $J_{nф}$	135
7.3.3. Расчет дырочной составляющей фототока $J_{pф}$	137
7.4. Параметры и характеристики фотодиода	139
7.4.1. Квантовая эффективность	139
7.4.2. Токовая монохроматическая чувствительность	141
7.4.3. Быстродействие фотодиода	142

7.4.4. Пороговые параметры фотодиода	144
7.5. Разновидности фотодиодов	147
7.5.1. <i>P-i-n</i> -фотодиод	147
7.5.2. Фотодиод с барьером Шоттки	149
7.5.3. Фотодиод с гетеропереходом	151
7.5.4. Лавинный фотодиод	152
7.5.5. Лавинный гетерофотодиод с разделенными областями поглощения и умножения	155
7.5.6. Фотоприемник на основе квантовых ям	157
<i>Контрольные вопросы</i>	158
8. Фотоэлектрические преобразователи	160
8.1. Солнечное излучение	160
8.2. КПД идеального фотопреобразователя	161
8.3. Конструкции фотопреобразователей	165
8.3.1. Кремниевый солнечный элемент	166
8.3.2. Солнечные элементы на основе гетероструктур	167
8.3.3. Каскадные солнечные элементы	169
8.3.4. Концентрирование солнечного излучения	171
8.3.5. Солнечные элементы с промежуточной зоной	172
<i>Контрольные вопросы</i>	173
9. Светодиоды	175
9.1. Инжекция носителей заряда в светодиоде	175
9.2. Внешний квантовый выход и вывод излучения из диода	178
9.3. Ватт-амперная характеристика и диаграмма направленности светодиода	184
9.4. Особенности характеристик светодиодов видимой области	186
9.5. Материалы и конструкции светодиодов	188
<i>Контрольные вопросы</i>	192
10. Источники белого света на основе GaN	193
10.1. Принципы получения белого света	193
10.2. Конструкции и технология изготовления светодиодов на основе GaN	195
10.3. Электрические характеристики светодиодных гетероструктур	198
10.4. Спектры излучения светодиодов на основе GaN	202
10.5. Квантовый выход светодиодов на основе GaN	205
10.6. Роль люминофора	209
<i>Контрольные вопросы</i>	211

11. Инжекционные лазеры	213
11.1. Принцип действия инжекционного лазера	213
11.2. Условие возникновения лазерного излучения	217
11.3. Пороговый ток инжекционного лазера	219
11.4. Конструкции инжекционных лазеров	220
11.4.1. Инжекционные лазеры на двухсторонней гетероструктуре	222
11.4.2. Лазеры с полосковой геометрией активной области	223
11.4.3. Лазеры с раздельным электронным и оптическим ограничением	224
11.4.4. Инжекционные лазеры с вертикальным резонатором ..	225
11.4.5. Квантово-каскадные лазеры	227
<i>Контрольные вопросы</i>	228
12. Задания к практическим и лабораторным работам	230
12.1. Задание к практическому занятию по разделу 1. «Исследование уравнения электронейтральности в полупроводнике»	230
12.2. Лабораторная работа к разделу 3. «Изучение спектра фотолюминесценции полупроводника»	232
12.3. Задание к практическому занятию по разделам 5 и 6. «Расчет параметров гетероперехода»	234
12.4. Задание к практическому занятию по разделу 6. «Расчет характеристик твердых растворов»	236
12.5. Лабораторная работа по разделу 7. «Изучение характеристик фотодиода»	238
12.6. Лабораторная работа по разделу 9. «Изучение характеристик светодиода»	242
Приложения	246
Глоссарий	255
Основные сокращения и условные обозначения	258
Литература	264

ПРЕДИСЛОВИЕ

Цель данного учебного пособия – дать представление о принципах действия, материалах и конструкциях современных полупроводниковых оптоэлектронных приборов с p – n -гомо- или гетеропереходами: фотодиодов, солнечных элементов, светодиодов, инжекционных лазеров.

Рассмотрена статистика электронов и дырок в полупроводниках, показаны способы расчета положения уровня Ферми и концентрации свободных носителей заряда. Описаны процессы поглощения и излучения света в полупроводниках.

Обсуждаются параметры потенциальных барьеров в p – n -переходах, механизмы протекания прямого и обратного токов в них. Рассмотрены основные свойства и применение гетеропереходов. Анализируются энергетическая диаграмма анизотипного гетероперехода, влияние на нее электронных состояний, возникающих у гетерограницы, электрические характеристики и оптические свойства гетеропереходов. Дается понятие о варизонных и квантово-размерных структурах.

Приведены характеристики полупроводниковых материалов, используемых при изготовлении оптоэлектронных приборов различных спектральных диапазонов. В том числе рассмотрены свойства важнейшего класса полупроводниковых материалов – твердых растворов полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$. Обсуждаются состав, кристаллическая структура твердых растворов, зависимости от состава основных физических свойств: периода кристаллической решетки, типа энергетического спектра, ширины запрещенной зоны, эффективных масс носителей заряда. Наибольшее внимание уделено твердым растворам $Al_xGa_{1-x}As$ и $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$, широко применяемым в оптоэлектронике.

Рассматриваются принципы работы и основные характеристики различных типов оптоэлектронных приборов – фотодиодов, солнечных элементов, светодиодов, инжекционных лазеров, их связь со свойствами полупроводниковых материалов, потенциальных барьеров, конструкцией прибора.

Для лучшего усвоения материала к каждому разделу даны контрольные вопросы. Кроме того, пособие включает ряд описаний практических и лабораторных работ, дающих навыки оценки параметров полупроводниковых материалов и структур и измерения характеристик оптоэлектронных приборов.

В качестве приложений приведены таблицы основных параметров полупроводниковых материалов, твердых растворов на основе полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$.

Автор выражает признательность сотрудникам кафедры полупроводниковой электроники Томского государственного университета – профессору В.И. Гаману и доценту И.А. Прудаеву, профессору Томского политехнического университета А.А. Вилисову, профессору Московского государственного университета А.Э. Юновичу – за полезные дискуссии и замечания, способствовавшие уточнению содержания пособия. Автор также благодарен своей дочери – Ю.В. Вячистой – за помощь и поддержку в работе над книгой.

1. Электроны и дырки в полупроводниках (некоторые сведения из физики полупроводников)

1.1. Носители заряда в полупроводниках

По величине удельной электрической проводимости полупроводники занимают промежуточное положение между металлами и диэлектриками. Нет резкой границы между проводимостью металлов и полупроводников – существуют полуметаллы. Нет также резкой границы между диэлектриками и полупроводниками, существуют высокоомные полупроводники, или полуизоляторы. Важно подчеркнуть, что электрическая проводимость полупроводников существенно зависит от наличия в веществе атомов посторонних химических элементов, температуры, освещения и других внешних воздействий.

Подвижными носителями заряда в полупроводниках являются два типа частиц – *электроны* (отрицательно заряженные частицы) и *дырки* (положительные квазичастицы). Поэтому плотность тока \mathbf{J} может содержать электронную и дырочную компоненты:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_n + \mathbf{J}_p . \quad (1.1)$$

При рассмотрении физических явлений в полупроводниках и полупроводниковых приборах используются *энергетические (зонные) диаграммы*, на которых изображаются разрешенные значения энергии электронов и дырок как функции координаты в кристалле.

Полупроводник, в котором не содержится примесей посторонних химических элементов и дефектов кристаллической структуры, называется *собственным (i-) полупроводником*. В собственном полупроводнике при температуре $T > 0$ концентрации свободных электронов n_i и дырок p_i равны.

Энергетическая диаграмма собственного полупроводника показана на рис. 1.1. Здесь E_c – дно зоны проводимости (минимальная энергия свободного электрона в кристалле полупроводника), E_v – потолок валентной зоны (максимальная энергия электрона, связанного с атомом полупроводника), F_i – уровень Ферми. Разность $E_c - E_v = E_g$ представляет *ширину запрещенной зоны полупроводника*.

Для изменения равновесной концентрации электронов или дырок используется введение в полупроводник атомов посторонних химических элементов – *легирование*.

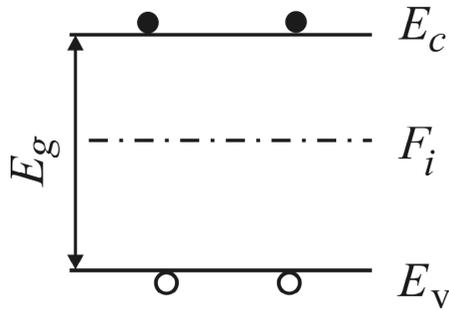


Рис. 1.1. Энергетическая диаграмма собственного полупроводника

При введении в собственный полупроводник атомов *донорной* примеси концентрация свободных электронов становится больше концентрации дырок. Полупроводник, в котором основными носителями заряда являются электроны, называется полупроводником *n*-типа. Энергетическая диаграмма полупроводника *n*-типа приведена на рис. 1.2, *а*. Равновесная концентрация свободных электронов обозначается n_0 .

При введении в собственный полупроводник атомов *акцепторной* примеси концентрация свободных дырок становится больше концентрации электронов. Полупроводник, в котором основными носителями заряда являются дырки, называется полупроводником *p*-типа. Энергетическая диаграмма такого полупроводника показана на рис. 1.2, *б*. Равновесная концентрация свободных дырок обозначается p_0 .

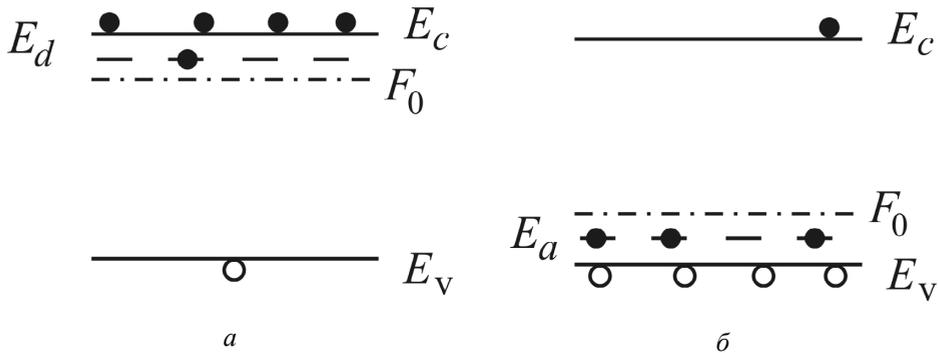


Рис. 1.2. Энергетические диаграммы полупроводников *n*-типа (*а*) и *p*-типа (*б*)

Необходимо отметить, что состояние электрона в полупроводнике, помимо его энергии, характеризуется волновым вектором k . В простейшем случае зависимость энергии свободного электрона от модуля

волнового вектора k вблизи дна зоны проводимости описывается выражением [1]

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*}, \quad (1.2)$$

где m_n^* – эффективная масса электрона в зоне проводимости, \hbar – приведенная постоянная Планка. Энергия электрона в валентной зоне связана с его волновым вектором соотношением

$$E = E_v - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_p^*}, \quad (1.3)$$

здесь m_p^* – эффективная масса дырки в валентной зоне. В выражении (1.3) величину $\hbar^2 k^2 / 2m_p^*$ можно рассматривать как энергию свободной дырки с волновым вектором k относительно потолка валентной зоны. Зависимости (1.2) и (1.3) изображены на рис. 1.3, а.

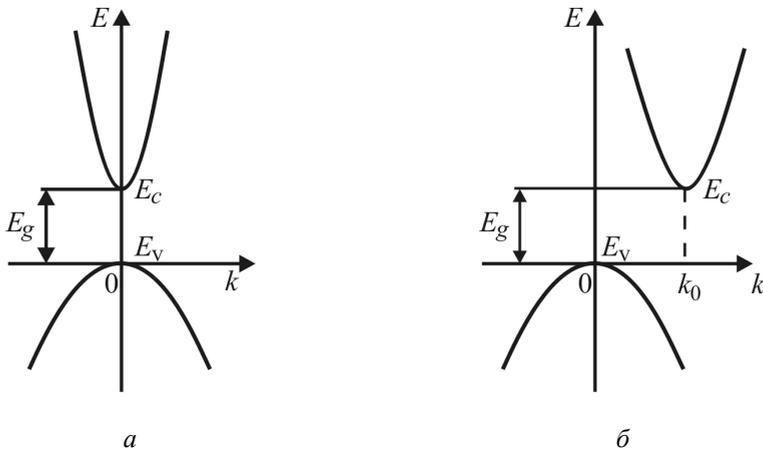


Рис. 1.3. Зависимости энергии электронов от волнового вектора для прямозонного (а) и непрямозонного (б) полупроводников

Полупроводник, у которого минимальная энергия электрона в зоне проводимости и максимальная энергия в валентной зоне (т.е. минимальная энергия свободной дырки) соответствуют одному значению волнового вектора, называется *прямозонным* полупроводником (см. рис. 1.3, а). Если минимум энергии электрона в зоне проводимости и максимум его энергии в валентной зоне характеризуются различными волновыми векторами k (рис. 1.3, б), такой полупроводник называется *непрямозонным*.

Зона проводимости реального полупроводника может характеризоваться одновременно несколькими видами зависимости энергии электронов от волнового вектора и несколькими минимумами с различной энергией электрона в них. Другими словами, в полупроводнике могут существовать свободные электроны с различными параметрами (эффективной массой, подвижностью).

Направленное движение электронов и дырок в полупроводнике может происходить под действием электрического поля (*дрейф*) или градиентов концентрации частиц (*диффузия*), поэтому электронные и дырочные компоненты плотности тока следует записать [1]:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_n &= \mathbf{J}_{n \text{ др}} + \mathbf{J}_{n \text{ диф}}, \\ \mathbf{J}_p &= \mathbf{J}_{p \text{ др}} + \mathbf{J}_{p \text{ диф}}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Дрейфовые составляющие плотности тока:

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{n \text{ др}} &= en\mu_n \mathcal{E} = \sigma_n \mathcal{E}, \\ \mathbf{J}_{p \text{ др}} &= ep\mu_p \mathcal{E} = \sigma_p \mathcal{E}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

где e – элементарный заряд; μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок; σ_n, σ_p – электронная и дырочная удельные электрические проводимости; \mathcal{E} – вектор напряженности электрического поля.

Диффузионные составляющие плотности тока в случае одномерной диффузии описываются выражениями:

$$J_{n \text{ диф}} = eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1.6)$$

$$J_{p \text{ диф}} = -eD_p \frac{dp}{dx}, \quad (1.7)$$

D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок.

Распределения неравновесных концентраций носителей заряда в полупроводнике находятся при решении *уравнений непрерывности* потоков частиц. В одномерном стационарном случае эти уравнения имеют следующий вид [1]:

$$-\frac{1}{e} \frac{dJ_n}{dx} = g - \frac{\Delta n}{\tau_n} = g - \frac{n - n_0}{\tau_n}, \quad (1.8)$$

$$\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} = g - \frac{\Delta p}{\tau_p} = g - \frac{p - p_0}{\tau_p}, \quad (1.9)$$

где g – темп внешней генерации (количество носителей заряда, создаваемых внешним возбуждением в единичном объеме полупроводника

за единицу времени); $\Delta n = n - n_0$ и $\Delta p = p - p_0$ – избыточные концентрации электронов и дырок; τ_n и τ_p – времена их жизни.

1.2. Концентрации носителей заряда и ионизованных примесей

1.2.1. Концентрация свободных электронов

Концентрация свободных электронов в полупроводнике в общем случае выражается следующим образом [1–3]:

$$n = N_c F_{1/2}(\eta), \quad (1.10)$$

где

$$N_c = 2 \frac{(2\pi m_{nd}^* kT)^{3/2}}{h^3} - \quad (1.11)$$

– эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника при данной температуре T . В выражении (1.11) $k = 1,3807 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана; $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка; T – термодинамическая (абсолютная) температура, К; m_{nd}^* – эффективная масса плотности состояний для электронов.

Если абсолютным минимумом зоны проводимости полупроводника является минимум энергии в центре зоны Бриллюэна (при $\mathbf{k} = 0$) (**Г-минимум**) и эффективная масса электрона в этом минимуме m_n^* изотропна, то эффективная масса плотности состояний в зоне проводимости совпадает с «реальной» эффективной массой электрона:

$$m_{nd}^* = m_n^*. \quad (1.12)$$

Это имеет место, например, в арсениде галлия и фосфиде индия.

Если, как это имеет место в Ge, абсолютными минимумами зоны проводимости являются минимумы энергии, лежащие на границах первой зоны Бриллюэна в направлениях $\langle 111 \rangle$ (**L-минимумы**), то эффективная масса плотности состояний будет выражаться формулой [1–3]:

$$m_{nd}^* = (4^2 m_t^{*2} m_l^*)^{1/3}, \quad (1.13)$$

где 4 – число полных эквивалентных L-минимумов энергии в зоне проводимости полупроводника; m_t^* и m_l^* – поперечная и продольная эффективные массы электрона в каждом из минимумов.

В кремнии абсолютные минимумы энергии для свободных электронов расположены внутри зоны Бриллюэна на осях $\langle 100 \rangle$, количество минимумов равно шести и

$$m_{nd}^* = (6^2 m_t^{*2} m_l^*)^{1/3}. \quad (1.14)$$

Такая же ситуация, вероятно, имеет место и в GaP.

В другом непрямозонном полупроводниковом соединении типа $A^{III}B^V - AlAs$ – абсолютные минимумы энергии в зоне проводимости, по-видимому, смещены вдоль осей $\langle 100 \rangle$ на границы зоны Бриллюэна (**X-минимумы**). В связи с этим число полных минимумов уменьшается до трех, и для эффективной массы плотности состояний следует использовать формулу

$$m_{nd}^* = (3^2 m_t^{*2} m_l^*)^{1/3}. \quad (1.15)$$

Вероятно, формула (1.15) справедлива и при расчете эффективной массы плотности состояний в побочных X-минимумах прямозонных соединений $A^{III}B^V$ (в частности, GaAs).

При подстановке значений физических постоянных формула (1.11) принимает вид

$$N_c = 4,829 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_{nd}^*}{m_0} \right)^{3/2} T^{3/2} \text{ см}^{-3}, \quad (1.16)$$

где m_0 – масса свободного электрона.

В выражение (1.10) для концентрации электронов входит величина интеграла Ферми–Дирака порядка 1/2:

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{\varepsilon - \eta} + 1}, \quad (1.17)$$

здесь

$$\eta = \frac{F - E_c}{kT}; \quad \varepsilon = \frac{E - E_c}{kT}; \quad (1.18)$$

F – равновесный уровень Ферми. (Для упрощения записи в дальнейшем индекс 0, обозначающий равновесное значение параметра, будет опущен как у уровня Ферми F , так и у равновесных концентраций дырок p и электронов n .)

Значение интеграла (1.17) можно найти в таблицах [3, 4]. (Заметим, однако, что в ряде монографий и таблиц (см., например, [4]) в величину интеграла не включают множитель $2/\sqrt{\pi}$).

Для интеграла Ферми существует и ряд приближенных выражений [1, 2]. В случае невырожденного полупроводника при $-\infty < \eta < -1$ (т.е. при $F < E_c - kT$)

$$F_{1/2}(\eta) \cong e^{\eta}, \quad (1.19)$$

и концентрацию свободных электронов можно рассчитать с помощью выражения

$$n \cong N_c e^{\eta} = N_c \exp\left(-\frac{E_c - F}{kT}\right). \quad (1.20)$$

При сильном вырождении полупроводника, когда $5 < \eta < \infty$ (т.е. при $F > E_c + 5kT$),

$$F_{1/2}(\eta) \cong \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \eta^{3/2} \quad (1.21)$$

и концентрация электронов равна

$$n \cong \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_c \left(\frac{F - E_c}{kT}\right)^{3/2}. \quad (1.22)$$

Другие аппроксимации интеграла Ферми–Дирака $F_{1/2}(\eta)$ и области их применимости рассмотрены в работах [3, 5, 6].

1.2.2. Концентрация свободных дырок

Концентрация свободных дырок рассчитывается с помощью выражения, аналогичного выражению (1.10) [1–3]:

$$p = N_v F_{1/2}(\xi), \quad (1.23)$$

где

$$N_v = 2 \frac{(2\pi m_{pd}^* kT)^{3/2}}{h^3} - \quad (1.24)$$

– эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Для полупроводника с одним максимумом энергии в валентной зоне и изотропной массой дырок m_p^* значение эффективной массы плотности состояний m_{pd}^* должно совпадать с эффективной массой дырок:

$$m_{pd}^* = m_p^*. \quad (1.25)$$

Однако во многих полупроводниках (Ge, Si, GaAs, InP и др.) валентная зона при $\mathbf{k} = 0$ является двукратно вырожденной, т.е. вблизи потолка валентной зоны существуют одновременно два типа дырок с различной эффективной массой. Поэтому полная эффективная плотность состояний в валентной зоне должна учитывать вклады обеих

подзон. В соответствии с этим эффективная масса плотности состояний в таких полупроводниках рассчитывается по формуле [1, 3]:

$$m_{pd}^* = \left[(m_{pl}^*)^{3/2} + (m_{ph}^*)^{3/2} \right]^{2/3}, \quad (1.26)$$

где m_{pl}^* и m_{ph}^* – эффективные массы соответственно легких и тяжелых дырок.

Параметры энергетических спектров и значения эффективных масс плотности состояний для ряда полупроводников приведены в приложениях 1 и 2.

Аргументом интеграла Ферми–Дирака в выражении (1.23) является величина ξ , связанная с величиной η :

$$\xi = \frac{E_v - F}{kT} = -\frac{F - E_c}{kT} - \frac{E_c - E_v}{kT} = -\eta - \varepsilon_i, \quad (1.27)$$

где $\varepsilon_i = \frac{E_c - E_v}{kT}$ – приведенная ширина запрещенной зоны полупроводника.

При расчете концентрации дырок можно использовать выражения, аналогичные выражениям (1.16), (1.20) и (1.22):

$$N_v = 4,829 \cdot 10^{15} \left(\frac{m_{pd}^*}{m_0} \right)^{3/2} T^{3/2} \text{см}^{-3}, \quad (1.28)$$

$$p \cong N_v e^{\xi} = N_v \exp\left(-\frac{F - E_v}{kT}\right) - \quad (1.29)$$

– при $F > E_v + kT$

и

$$p \cong \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_v \left(\frac{E_v - F}{kT} \right)^{3/2} - \quad (1.30)$$

при $F < E_v - 5kT$.

Из выражений (1.20) и (1.29) следует закон действующих масс для электронов и дырок для невырожденного полупроводника:

$$p \cdot n = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) = p_i \cdot n_i = n_i^2. \quad (1.31)$$

1.2.3. Концентрации ионизованных примесей

Если атомы примеси в полупроводнике являются однозарядными донорами, то концентрация нейтральных атомов примеси N_d^0 (т.е. концентрация n_d электронов, находящихся на донорных уровнях) выражается формулой [1, 2]:

$$N_d^0 \equiv n_d = \frac{N_d}{1 + \frac{1}{g_d} \exp\left(\frac{E_d - F}{kT}\right)}, \quad (1.32)$$

где N_d – полная концентрация атомов донорной примеси в полупроводнике; E_d – энергия электрона на донорном уровне.

Фактор спинового вырождения донорного уровня g_d в формуле (1.32) учитывает то обстоятельство, что вероятность заполнения локального донорного уровня электроном больше вероятности заполнения квантового состояния с уровнем в разрешенной энергетической зоне (описываемой функцией Ферми–Дирака). Для однозарядной водородоподобной донорной примеси фактор вырождения уровня $g_d = 2$. Это является следствием того, что на донорном уровне может находиться электрон с любым из двух возможных направлений спина. Поэтому статистический вес нейтрального состояния донора (с электроном на локальном уровне) вдвое выше веса его ионизованного состояния (без электрона) [1–4].

С учетом выражения (1.32) концентрация положительных однозарядных ионов донорной примеси будет равна

$$N_d^+ = N_d - N_d^0 = \frac{N_d}{1 + g_d \exp\left(\frac{F - E_d}{kT}\right)}. \quad (1.33)$$

Подчеркнем, что в формулы (1.32) и (1.33) входит абсолютное значение энергии электрона на донорном уровне, которое связано с энергией ионизации уровня ΔE_d соотношением

$$\Delta E_d = E_c - E_d, \quad (1.34)$$

так что разность

$$E_d - F = E_c - F - \Delta E_d \quad (1.35)$$

не зависит от выбора начала отсчета энергии электронов (и уровня Ферми).

Вероятность заполнения электроном акцепторного уровня меньше вероятностей заполнения донорного уровня и уровня в разрешен-

ной зоне. Концентрация акцепторных атомов, захвативших электрон (концентрация однозарядных отрицательных ионов акцепторной примеси), равна (ср. с выражением (1.32)) [1, 2]:

$$N_a^- = \frac{N_a}{1 + g_a \exp\left(\frac{E_a - F}{kT}\right)}, \quad (1.36)$$

где N_a – полная концентрация акцепторов.

В случае однозарядного водородоподобного акцептора захватываемый им электрон завершает образование парноэлектронной (ковалентной) химической связи и поэтому должен иметь вполне определенное направление спина. Это направление задается состоянием спина неспаренного электрона, уже имеющегося у акцепторного атома, и с равной вероятностью может быть одним из двух. Таким образом, нейтральное состояние акцепторного атома имеет вдвое больший статистический вес, чем ионизованное (т.е. с захваченным на акцепторный уровень электроном). С учетом этого обстоятельства при обмене электронами с простой (стандартной) валентной зоной акцепторный уровень должен характеризоваться фактором спинового вырождения $g_a = 2$.

Однако в Ge, Si, GaAs и ряде других полупроводников имеется двукратное вырождение валентной зоны у ее потолка (при $k = 0$). Поэтому для водородоподобных акцепторов в таких полупроводниках полагают $g_a = 4$ [1, 3].

В формуле (1.36) E_a – энергия электрона на акцепторном уровне, связанная с энергией ионизации уровня ΔE_a соотношением

$$\Delta E_a = E_a - E_v, \quad (1.37)$$

так что

$$E_a - F = \Delta E_a + E_v - F. \quad (1.38)$$

Энергии ионизации донорных и акцепторных уровней для ряда полупроводников приведены в приложении 3.

1.3. Вид уравнения электронейтральности для различных случаев легирования полупроводника

Уравнение электронейтральности играет важную роль в физике полупроводников. Оно может использоваться для нахождения ряда параметров полупроводника в условиях термодинамического равновесия:

а) уровня Ферми при известных параметрах энергетических зон и локальных центров;

б) концентраций электронов и дырок при тех же известных параметрах;

в) концентрации электронов на локальном энергетическом уровне при заданной температуре и известных параметрах полупроводника;

г) одного из параметров локального центра (полной концентрации, энергии ионизации, фактора вырождения) при известных остальных параметрах;

д) эффективной плотности состояний в разрешенной зоне полупроводника (для основных носителей заряда) при известных концентрациях свободных носителей и параметрах локальных центров.

Если в некоторой области полупроводниковой структуры отсутствует электрическое поле либо его напряженность \mathcal{E} не зависит от координаты (а следовательно, $\text{div } \mathcal{E} = 0$), то в соответствии с третьим уравнением Максвелла плотность объемного заряда ρ в каждой точке области должна равняться нулю:

$$\rho = Q^+ + Q^- = 0. \quad (1.39)$$

В выражении (1.39) Q^+ – суммарный положительный заряд свободных дырок и локальных донорных центров в единице объема полупроводника:

$$Q^+ = e \cdot p + \sum_i e_i N_{di}^+, \quad (1.40)$$

где: e_i – положительный заряд локального донорного центра i -типа (кратный e); N_{di}^+ – концентрация донорных центров, имеющих заряд e_i .

Плотность отрицательного заряда Q^- складывается из заряда свободных электронов и заряда локальных акцепторных центров, захвативших один или несколько электронов:

$$Q^- = -e \cdot n - \sum_j e_j N_{aj}^-, \quad (1.41)$$

где e_j – абсолютная величина отрицательного заряда локального центра j -типа; N_{aj}^- – концентрация акцепторных центров, имеющих заряд $-e_j$.

На основании выражений (1.39)–(1.41) можем записать:

$$e \cdot p + \sum_i e_i N_{di}^+ - e \cdot n - \sum_j e_j N_{aj}^- = 0 \quad (1.42)$$

или

$$p + \sum_i \left(\frac{e_i}{e} \right) N_{di}^+ = n + \sum_j \left(\frac{e_j}{e} \right) N_{aj}^- \quad (1.43)$$

Выражение (1.43) называется *уравнением электронейтральности* в полупроводнике.

1.3.1. Собственный полупроводник

Собственный полупроводник – это идеальный полупроводник, в котором отсутствуют атомы посторонних химических элементов (примеси) и собственные структурные дефекты, способные захватывать или отдавать носители заряда. В таком полупроводнике $N_d = N_a = 0$ и уравнение электронейтральности (1.43) принимает вид

$$p_i = n_i \quad (1.44)$$

Если эффективные массы m_{nd}^* и m_{pd}^* плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне отличаются не больше, чем на порядок величины, то в широком интервале температур для концентраций электронов и дырок справедливы выражения (1.20) и (1.29) для невырожденного полупроводника. Поэтому уравнение (1.44) имеет аналитическое решение в виде выражения для уровня Ферми [1, 2]:

$$F_i = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_{pd}^*}{m_{nd}^*}, \quad (1.45)$$

используя которое, можно рассчитать концентрацию свободных электронов (и дырок):

$$n_i = p_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (1.46)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника при температуре T . В собственном полупроводнике при температуре $T > 0$ концентрации свободных электронов n_i и дырок p_i равны и тем больше, чем меньше ширина запрещенной зоны полупроводника E_g .

1.3.2. Полупроводник с донорной примесью

Для полупроводника, содержащего только один тип примесных центров – донорную примесь, уравнение (1.43) запишется

$$p + N_d^+ = n. \quad (1.47)$$

Приближенное аналитическое решение уравнения может быть получено для таких концентраций донорной примеси и таких температур, при которых концентрацией дырок можно пренебречь по сравнению с концентрацией ионизованных доноров N_d^+ , но полупроводник является невырожденным.

Решение уравнения электронейтральности

$$N_d^+ \cong n \quad (1.48)$$

при этих условиях с использованием формул (1.20) и (1.33) можно записать либо в виде выражения для концентрации электронов [1, 2]:

$$n \cong \frac{2N_d}{1 + \sqrt{1 + 4g_d \frac{N_d}{N_c} \exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right)}}, \quad (1.49)$$

либо в виде выражения для уровня Ферми:

$$F = E_c - kT \ln \left[\frac{N_c}{2N_d} + \sqrt{\left(\frac{N_c}{2N_d}\right)^2 + g_d \frac{N_c}{N_d} \exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right)} \right]. \quad (1.50)$$

Формула (1.49) упрощается в двух предельных случаях:

а) в области слабой ионизации примеси (низкие температуры либо большая энергия ионизации), когда

$$\exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right) \gg \frac{N_c}{4g_d N_d}; \quad (1.51)$$

при этом условии

$$n \cong \sqrt{\frac{N_c N_d}{g_d}} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{2kT}\right) \quad (1.52)$$

(следует, однако, помнить, что формулы (1.49) и (1.52) справедливы лишь при $n \gg p$);

б) в области истощения донорной примеси, когда

$$\exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right) \ll \frac{N_c}{4g_d N_d}, \quad (1.53)$$

$$n \cong N_d. \quad (1.54)$$

Необходимо иметь в виду, что при увеличении уровня легирования полупроводника (при возрастании N_d) условие (1.53) может не вы-

полняться и полного истощения примеси происходить не будет, т.е. значительная часть электронов будет всегда находиться на донорных уровнях (см. выражение (1.32)) и

$$n \cong N_d^+ = N_d - N_d^0 < N_d. \quad (1.55)$$

1.3.3. Полупроводник с акцепторной примесью

Для полупроводника, содержащего только акцепторную примесь, при выполнении условия $p \gg n$ уравнение электронейтральности имеет вид

$$p \cong N_a^-. \quad (1.56)$$

Для невырожденного полупроводника с учетом формул (1.29) и (1.36) приближенное решение его запишется [1, 2]:

$$p \cong \frac{2N_a}{1 + \sqrt{1 + 4g_a \frac{N_a}{N_v} \exp\left(\frac{\Delta E_a}{kT}\right)}}. \quad (1.57)$$

В области слабой ионизации акцепторов выражение (1.57) сводится к формуле

$$p \cong \sqrt{\frac{N_v N_a}{g_a}} \exp\left(-\frac{\Delta E_a}{2kT}\right), \quad (1.58)$$

аналогичной формуле (1.52) для полупроводника n -типа.

В области истощения примеси

$$p \cong N_a \quad (1.59)$$

(ср. с формулой (1.54)).

1.3.4. Частично компенсированный полупроводник

В случае полупроводника, содержащего одновременно донорную и акцепторную примеси, уравнение электронейтральности (1.43) имеет вид

$$p + N_d^+ = n + N_a^-. \quad (1.60)$$

Для полупроводника n -типа уравнение (1.60) имеет аналитическое решение при $N_d > N_a$ и $F_i + 2,3kT < F < E_c - kT$. В этом диапа-

зоне значений уровня Ферми справедливы соотношения: $n \gg p$, $N_a^- \cong N_a$ (т.к. в формуле (1.36) $F - E_a \gg kT$). Учитывая их и воспользовавшись формулами (1.20), (1.33), уравнение электронейтральности (1.60) можно переписать в виде [3, 7]:

$$\frac{n(n + N_a)}{N_d - n - N_a} \cong \frac{N_c}{g_d} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{kT}\right). \quad (1.61)$$

Решением уравнения (1.61) является следующее выражение для концентрации электронов в частично компенсированном полупроводнике n -типа [1, 2]:

$$n \cong \frac{2(N_d - N_a)}{1 + A + \sqrt{(1 + A)^2 + B^2}}, \quad (1.62)$$

где

$$A = \frac{g_d N_a}{N_c} \exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right), \quad (1.63)$$

$$B = 2\sqrt{\frac{g_d(N_d - N_a)}{N_c}} \exp\left(\frac{\Delta E_d}{2kT}\right). \quad (1.64)$$

При низкой температуре и малой степени компенсации, когда справедливо соотношение $B \gg 1 + A$ (т.е. $N_d \gg n \gg N_a$), формула (1.62) упрощается до формулы (1.52).

В случае сильной компенсации, когда выполняется условие $A \gg 1 + B$ (т.е. $N_a \gg n$), формула (1.62) переходит в формулу

$$n \cong \frac{(N_d - N_a)N_c}{g_d N_a} \exp\left(-\frac{\Delta E_d}{kT}\right). \quad (1.65)$$

Наконец, в области высоких температур при $A + B \ll 1$ (т.е. при $N_c \gg N_d - N_a$, $kT > \Delta E_d$ и $n > N_a$) из выражения (1.62) следует, что

$$n \cong N_d - N_a. \quad (1.66)$$

1.3.5. Полупроводник с двумя типами минимумов в зоне проводимости

В некоторых полупроводниках (например, в GaSb, твердых растворах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$, $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$ определенных составов) при комнатной температуре свободные электроны распределяются между различными типами долин (минимумов энергии) зоны

проводимости. Этот факт необходимо учитывать при решении уравнения электронейтральности.

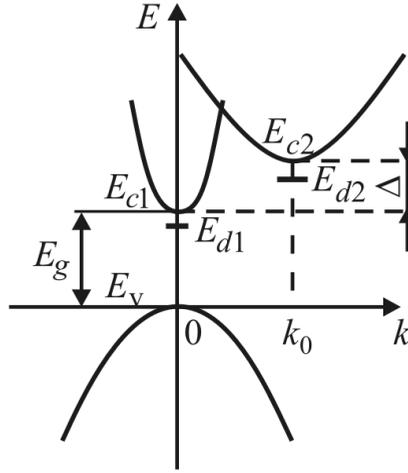


Рис. 1.4. Энергетический спектр электронов в двухдолинном полупроводнике n -типа

Рассмотрим многодолинный полупроводник, где абсолютным минимумом (т.е. минимумом с наименьшей энергией электрона) зоны проводимости является Γ -минимум (рис. 1.4). Энергетическое положение этого минимума E_{c1} определяет ширину запрещенной зоны полупроводника: $E_g = E_{c1} - E_v$. Эффективная плотность состояний N_{c1} определяется изотропной массой электронов m_{n1}^* (см. формулы (1.11) и (1.12)). Выше Γ -минимума в зоне проводимости имеется M побочных минимумов с энергией $E_{c2} = E_{c1} + \Delta$ при значении модуля волнового вектора $k = k_0$. Суммарная эффективная плотность состояний в этих M минимумах, N_{c2} , будет выражаться через эффективную массу плотности состояний m_{n2}^* , рассчитываемую с помощью формул (1.13), (1.14) или (1.15).

Для полупроводника, содержащего донорную примесь, уравнение электронейтральности (1.43) принимает вид

$$p + N_d^+ = n_1 + n_2 = N_{c1}F_{1/2}(\eta_1) + N_{c2}F_{1/2}(\eta_2), \quad (1.67)$$

где $n_1 = N_{c1}F_{1/2}(\eta_1)$ – концентрация электронов в центральном минимуме; $n_2 = N_{c2}F_{1/2}(\eta_2)$ – концентрация электронов, находящихся в побочных долинах; $\eta_1 = \frac{F - E_{c1}}{kT}$; $\eta_2 = \frac{F - E_{c2}}{kT} = \eta_1 - \frac{\Delta}{kT}$.

Решение уравнения (1.67) в общем виде не имеет аналитического выражения.

В невырожденном случае при $E_{c1} - F > kT$, воспользовавшись формулой (1.20), правую часть уравнения (1.67) можно преобразовать к виду

$$\begin{aligned} n_1 + n_2 &= N_{c1} \exp\left(-\frac{E_{c1} - F}{kT}\right) + N_{c2} \exp\left(-\frac{E_{c2} - F}{kT}\right) = \\ &= \left[N_{c1} + N_{c2} \exp\left(-\frac{\Delta}{kT}\right) \right] \exp\left(-\frac{E_{c1} - F}{kT}\right). \end{aligned} \quad (1.68)$$

Формально при каждой данной температуре T выражение в квадратных скобках можно рассматривать как эффективную плотность состояний $N_c = N_c(T)$ во всей зоне проводимости. Тогда при $n \gg p$ уравнение (1.67) принимает вид (1.48), и для расчета полной концентрации электронов $n = n_1 + n_2$ можно воспользоваться формулой (1.49). Затем, учитывая, что

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{n_1}{n - n_1} = \frac{N_{c1}}{N_{c2}} \exp\left(\frac{\Delta}{kT}\right), \quad (1.69)$$

можно рассчитать по отдельности концентрации электронов n_1 и n_2 в минимумах различного типа.

Экспериментально установлено, что в многодолинных полупроводниках n -типа атом легирующей донорной примеси может создавать не только уровень E_{d1} в запрещенной зоне под основным минимумом зоны проводимости, но и уровень E_{d2} под побочными минимумами энергии (см. рис. 1.4). Другими словами, ионизация донорного атома с уходом электрона в побочную долину может происходить с участием промежуточного состояния донорного атома, которое можно считать его возбужденным состоянием, характеризующимся энергией электрона E_{d2} . С учетом этого обстоятельства и должна рассчитываться концентрация ионизованных доноров в левой части уравнения (1.67).

Так как

$$N_d^+ = N_d - N_{d1}^0 - N_{d2}^0, \quad (1.70)$$

где N_{d1}^0 – концентрация нейтральных донорных атомов, имеющих электрон на уровне E_{d1} ; N_{d2}^0 – концентрация нейтральных доноров с электроном на уровне E_{d2} , то, используя формулы статистики примесного центра с возбужденными состояниями [2, 3], следует записать

$$N_d^+ = N_d - \frac{N_d \left[g_{d1} \exp\left(\frac{F - E_{d1}}{kT}\right) + g_{d2} \exp\left(\frac{F - E_{d2}}{kT}\right) \right]}{1 + g_{d1} \exp\left(\frac{F - E_{d1}}{kT}\right) + g_{d2} \exp\left(\frac{F - E_{d2}}{kT}\right)} =$$

$$= \frac{N_d}{1 + g_{d1} \exp\left(\frac{F - E_{d1}}{kT}\right) + g_{d2} \exp\left(\frac{F - E_{d2}}{kT}\right)},$$
(1.71)

где g_{d1} и g_{d2} – факторы спинового вырождения уровней E_{d1} и E_{d2} .

С учетом этого уравнение электронейтральности (1.67) n -полупроводника с двумя типами минимумов в зоне проводимости запишется

$$N_v F_{1/2}(-\eta_1 - \varepsilon_i) + \frac{N_d}{1 + g_{d1} \exp\left(\frac{F - E_{d1}}{kT}\right) + g_{d2} \exp\left(\frac{F - E_{d2}}{kT}\right)} =$$

$$= N_{c1} F_{1/2}(\eta_1) + N_{c2} F_{1/2}(\eta_2).$$
(1.72)

1.4. Примеры решений уравнения электронейтральности

Описание программы для численного решения уравнения электронейтральности полупроводника в широких интервалах концентраций носителей заряда и температур дано в Приложении 8. Программа может быть составлена на языке QBasic для персональных компьютеров.

В данном подразделе приводятся примеры использования программы для решения ряда практических задач. В качестве объекта изучения выбран арсенид галлия – полупроводниковый материал, широко используемый для создания оптоэлектронных и СВЧ-приборов, а также интегральных микросхем. Анализировались параметры арсенида галлия, легированного акцепторной примесью – цинком либо донорной примесью – теллуром.

1.4.1. Зависимости концентрации свободных носителей заряда в GaAs от концентраций легирующих примесей

Рассчитанные зависимости концентрации дырок в p -GaAs:Zn от концентрации атомов цинка и концентрации электронов в n -GaAs:Te –

от концентрации атомов теллура при $T = 300$ К показаны на рис. 1.5. Расчет проводился с использованием параметров из приложений 1–3. Сплошными кривыми изображены результаты расчета по предложенной программе, штриховыми кривыми – результаты расчета по формулам (1.49) и (1.57).

Как видно из рисунка, уже при $N_d > 10^{16}$ см⁻³ концентрация электронов в n -GaAs:Te становится меньше концентрации доноров, а при $N_d > 10^{19}$ см⁻³ в ионизованном состоянии находится меньше 10% атомов теллура. Из рис. 1.5 следует, что получение арсенида галлия с концентрацией электронов $n > 2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ представляет сложную проблему.

В p -GaAs:Zn отклонение зависимости $p = p(N_{Zn})$ от линейной начинается при концентрациях атомов примеси ($N_{Zn} > 10^{17}$ см⁻³), больших примерно на порядок величины, чем в n -материале. Это объясняется большей эффективной плотностью состояний в валентной зоне.

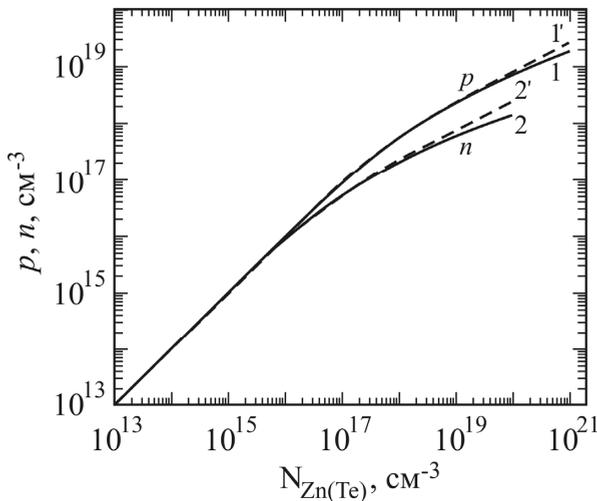


Рис. 1.5. Зависимости концентраций носителей заряда в p -GaAs:Zn (1, 1') и n -GaAs:Te (2, 2') от концентраций легирующих примесей: численный расчет (1, 2), расчет по формулам (1.49) и (1.57) (1', 2'). $T = 300$ К

На рис. 1.6 изображены рассчитанные зависимости уровней Ферми в арсениде галлия от концентраций дырок и электронов при $T = 300$ К. Как видно из рисунка, при $n > 2 \cdot 10^{17}$ см⁻³ и $p > 4 \cdot 10^{18}$ см⁻³ расстояние между уровнем Ферми и краем разрешенной зоны становится меньше kT . В связи с этим использование для концентраций носителей заряда выражений (1.20) и (1.29) становится некорректным. По этой причине расчет по формулам (1.49) и (1.57) (см. штриховые кривые на рис. 1.5)

при высоких концентрациях примесей дает завышенные значения концентраций электронов и дырок по сравнению с численным расчетом.

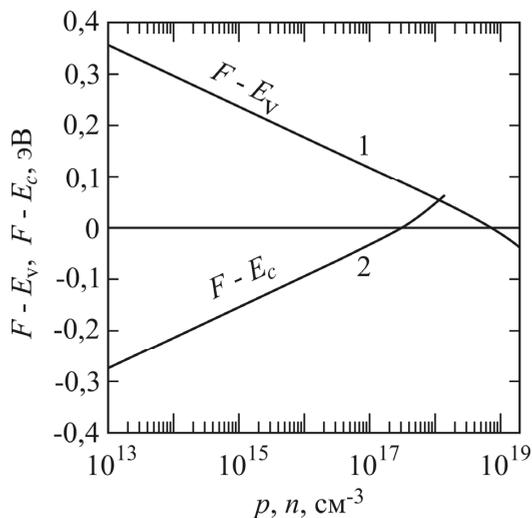


Рис. 1.6. Зависимости положения уровней Ферми от концентраций дырок в $p\text{-GaAs:Zn}$ (1) и электронов в $n\text{-GaAs:Te}$ (2)

1.4.2. Температурные зависимости концентраций свободных носителей в арсениде галлия

На рис. 1.7 показаны расчетные температурные зависимости концентрации дырок и электронов в p - и n - арсениде галлия. Сплошными линиями показаны результаты численного расчета по программе. При расчете использовались те же параметры материала и примесей, что и в п. 1.4.1. Ширина запрещенной зоны арсенида галлия при различных температурах рассчитывалась с помощью выражения (см. приложение 1):

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha \cdot T^2}{T + \beta}, \quad (1.73)$$

где $E_g(0) = 1,519$ эВ – ширина запрещенной зоны арсенида галлия при 0 К; $\alpha = 5,405 \cdot 10^{-4}$ эВ/К; $\beta = 204$ К. Концентрация легирующей примеси в арсениде галлия составляла: $N_{\text{Zn}} = N_{\text{Te}} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Значения p и n , полученные с использованием аналитических выражений (1.49) и (1.57), практически совпали с результатами численного расчета во всем рассмотренном интервале температур $T = 20\text{--}300$ К.

Однако использование формул (1.52) и (1.58), полученных, для области слабой ионизации примеси, дает завышенные значения p и n уже при температуре 77 К (штриховые кривые на рис. 1.7).

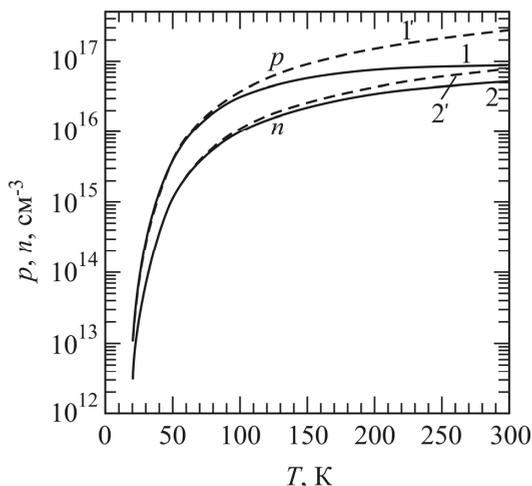


Рис. 1.7. Температурные зависимости концентраций свободных дырок в p -GaAs:Zn (1, 1') и электронов в n -GaAs:Te (2, 2'): численный расчет (1, 2), расчет по формулам (1.52) и (1.58) (1', 2'). $N_{\text{Zn}} = N_{\text{Te}} = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

Это связано с нарушением условия слабой ионизации примеси (1.51). Для p -GaAs из-за большей эффективной плотности состояний в валентной зоне N_v такое условие нарушается при более низкой температуре.

Контрольные вопросы

1. Какие вещества относят к полупроводникам?
2. Изобразите энергетическую диаграмму полупроводника n -типа, p -типа.
3. Запишите выражение для дрейфовой составляющей плотности тока электронов.
4. Запишите выражение для диффузионной составляющей плотности тока дырок.
5. Запишите уравнение непрерывности потока дырок для одномерного случая.
6. От каких параметров зависит эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника?

7. Какие выражения связывают концентрацию свободных электронов с положением уровня Ферми в вырожденном и невырожденном полупроводниках?

8. От каких параметров зависит собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике?

9. Запишите выражение закона действующих масс для электронов и дырок в невырожденном полупроводнике.

10. Запишите уравнение электронейтральности для компенсированного полупроводника, содержащего донорную и акцепторную примеси.

11. Запишите выражение, связывающее концентрацию электронов с концентрацией доноров в невырожденном полупроводнике n -типа.

12. Запишите выражение, связывающее концентрацию дырок с концентрацией акцепторов в области слабой ионизации примеси в полупроводнике p -типа.

13. Запишите выражение для концентрации электронов в сильно компенсированном полупроводнике n -типа ($N_d > N_a \gg n$).

2. Поглощение оптического излучения в полупроводниках

2.1. Закон Бугера–Ламберта

К *оптическому излучению* относят электромагнитное излучение с длиной волны λ , лежащей в диапазоне от 1 нм до 1 мм. Оптическое излучение разделяют на *ультрафиолетовое* ($\lambda = 1\text{--}380$ нм), *видимое* (380–780 нм) и *инфракрасное* (0,78–1000 мкм). (Для краткости иногда термином «свет» будем обозначать оптическое излучение с любой длиной волны.)

Монохроматическое оптическое излучение удобно представлять в виде потока квантов излучения – фотонов с одинаковой энергией

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1,240 \text{ эВ} \cdot \text{мкм}}{\lambda}, \quad (2.1)$$

где h – постоянная Планка, ν – частота оптического излучения, $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме.

Число фотонов, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную направлению распространения оптического излучения, называется *плотностью потока фотонов* Φ . При умножении плотности потока фотонов на энергию одного фотона получим *плотность потока излучения* P , т.е. количество энергии, пересекающее единичную площадку в единицу времени

$$P = \Phi \cdot h\nu. \quad (2.2)$$

Если на поверхность полупроводника падает поток фотонов с плотностью Φ_0 , то часть потока, имеющая плотность $\Phi_{\text{отр}}$, отражается от поверхности (рис. 2.1, а). Отношение

$$R = \frac{\Phi_{\text{отр}}}{\Phi_0} \quad (2.3)$$

называется *коэффициентом отражения*.

Плотность потока фотонов, проникших в полупроводник, уменьшается с координатой x экспоненциально – в соответствии с законом Бугера–Ламберта (рис. 2.1, б):

$$\Phi(x) = \Phi(0) \exp(-\alpha x) = \Phi_0(1-R) \exp(-\alpha x), \quad (2.4)$$

где

$$\Phi(0) = \Phi_0 - \Phi_{\text{отр}} = \Phi_0(1-R) \quad (2.5)$$

– плотность потока фотонов в полупроводнике у освещаемой поверхности.

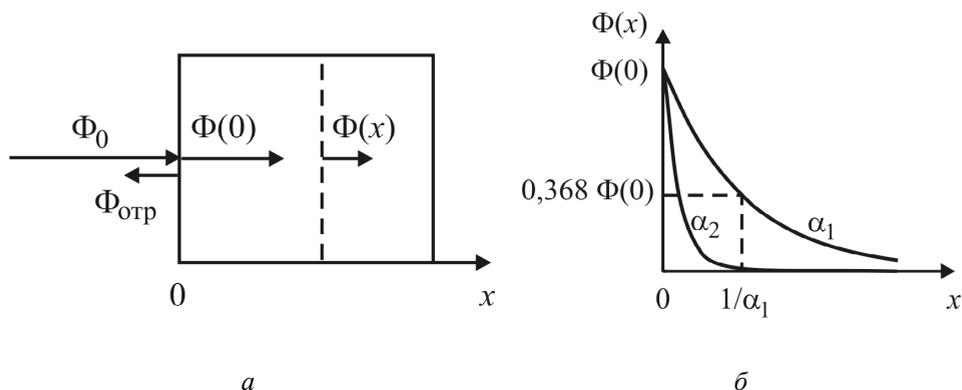


Рис. 2.1. Поглощение оптического излучения в полупроводнике

Множитель α в показателе экспоненты выражения (2.4) называется *линейным коэффициентом поглощения*.

Чем больше его величина, тем сильнее уменьшается плотность потока фотонов с координатой x . Расстояние

$$l_{\text{эф}} = \frac{1}{\alpha}, \quad (2.6)$$

на котором плотность потока фотонов уменьшается в e раз, т.е. на котором поглощается 63,2% фотонов, проникших в полупроводник, называется *эффективной глубиной проникновения* оптического излучения.

2.2. Спектральная зависимость коэффициента поглощения

Величина коэффициента поглощения в среде зависит от энергии фотонов, т.е. от длины волны падающего излучения.

Основным механизмом поглощения оптического излучения в полупроводнике является *собственное, или межзонное, поглощение*, обусловленное переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости.

Рассмотрим спектр поглощения полупроводника при *прямых межзонных переходах*, происходящих без изменения волнового вектора электрона (рис. 2.2, а).

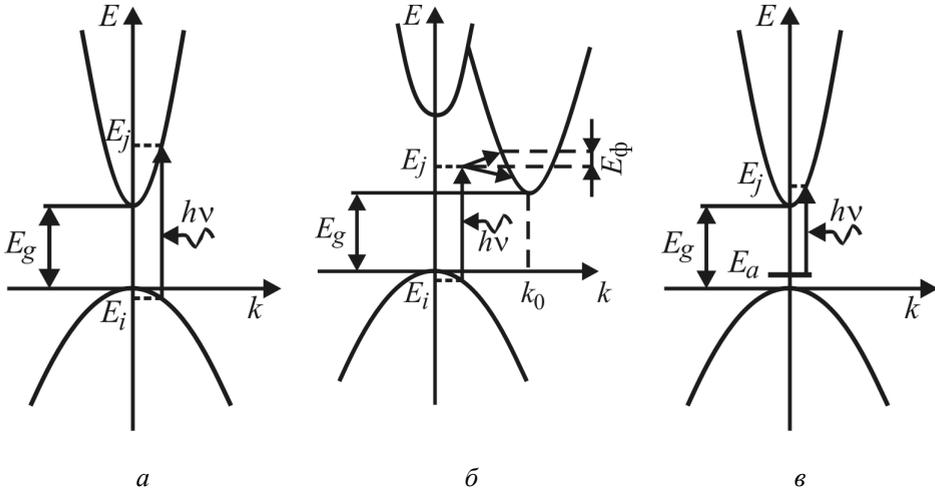


Рис. 2.2. Механизмы поглощения оптического излучения в полупроводниках

В соответствии с требованием сохранения волнового вектора электрона \mathbf{k} при прямом оптическом переходе начальному состоянию электрона с энергией $E_i(\mathbf{k}_i)$ в валентной зоне будет соответствовать только одно конечное состояние с энергией $E_j(\mathbf{k}_i)$ в зоне проводимости. Поэтому количество поглощенных фотонов dN_ϕ с энергиями в бесконечно малом интервале от $h\nu$ до $h\nu + d(h\nu)$ будет пропорционально количеству квантовых состояний $Z_c(E_j)dE_j$ с энергией от E_j до $E_j + dE_j$ в зоне проводимости, вероятности $[1-f_n(E_j)]$ отсутствия в этих состояниях электронов и вероятности $f_n(E_i)$ того, что соответствующие им начальные состояния в валентной зоне с энергиями от E_i до $E_i + dE_i$ будут заполнены электронами

$$dN_\phi \sim Z_c(E_j) [1-f_n(E_j)] f_n(E_i) dE_j. \quad (2.7)$$

Воспользуемся выражением для плотности квантовых состояний в зоне проводимости [1]:

$$Z_c(E_j) = 4\pi \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (E_j - E_c)^{1/2}. \quad (2.8)$$

Для невырожденного полупроводника можно считать, что

$$f_n(E_i) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_i - F_0}{kT}\right)} \approx \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{F_0 - E_i}{kT}\right)} \approx 1 \quad (2.9)$$

и

$$f_n(E_j) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_j - F_0}{kT}\right)} \approx \exp\left(-\frac{E_j - F_0}{kT}\right) \approx 0. \quad (2.10)$$

где F_0 – равновесный уровень Ферми для электронов.

Тогда

$$dN_\phi \sim 4\pi \frac{(2m_n^*)^{3/2}}{h^3} (E_j - E_c)^{1/2} dE_j. \quad (2.11)$$

Считая зависимости энергии электрона и дырки от волнового вектора параболическими у краев разрешенных зон [1]

$$E_j = E_c + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_n^*}, \quad (2.12)$$

$$E_i = E_v - \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_p^*}, \quad (2.13)$$

закон сохранения энергии электрона при прямом межзонном переходе

$$h\nu = E_j - E_i \quad (2.14)$$

можно переписать в виде

$$h\nu = E_g + (E_j - E_c) \left(1 + \frac{m_n^*}{m_p^*}\right). \quad (2.15)$$

С учетом этого выражение (2.11) может быть преобразовано в следующее:

$$dN_\phi \sim (h\nu - E_g)^{1/2} d(h\nu). \quad (2.16)$$

Линейный коэффициент поглощения оптического излучения с энергией фотонов $h\nu$ пропорционален числу поглощаемых фотонов, приходящихся на единичный интервал энергий,

$$\alpha(h\nu) \sim \frac{dN_\phi}{d(h\nu)} \sim (h\nu - E_g)^{1/2}. \quad (2.17)$$

Выражение (2.17) показывает, что при увеличении энергии фотонов коэффициент поглощения возрастает. Этот факт объясняется тем, что при увеличении $h\nu$ оптические переходы электронов происходят с более глубоких уровней валентной зоны на более высокие уровни зоны проводимости. А число таких уровней, приходящихся на единичный интервал энергий (т.е. плотность квантовых электронных состояний), возрастает по мере удаления от краев разрешенных зон.

Более строгое выражение для спектра коэффициента поглощения при прямых межзонных переходах получается при учете влияния электромагнитного поля оптического излучения на вероятность перехода электрона из заполненного состояния в свободное. Оно отличается от выражения (2.17) наличием $h\nu$ в знаменателе [2, 3]:

$$\alpha(h\nu) = \frac{A}{h\nu} (h\nu - E_g)^{1/2}. \quad (2.18)$$

Коэффициент поглощения, описываемый выражением (2.18), отличен от нуля только при $h\nu > E_g$ (рис. 2.3, кривая 2) [2].

Однако в реальных спектрах поглощения спад α вблизи края поглощения происходит более плавно из-за искажения краев разрешенных зон в результате легирования (кривая 1 на рис. 2.3).

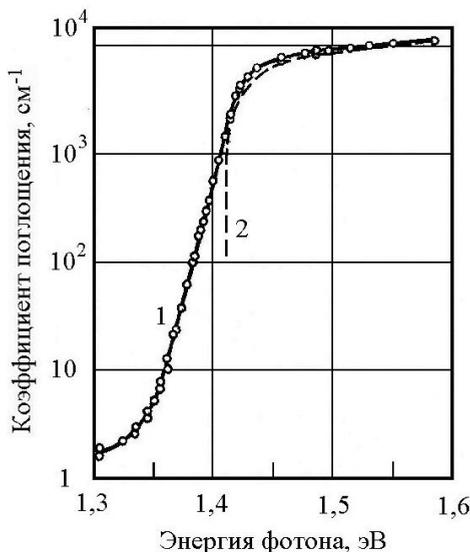


Рис. 2.3. Экспериментальный (1) и расчетный (2) спектры поглощения GaAs [2]

Выражение для коэффициента поглощения оптического излучения при *непрямых* оптических переходах в непрямозонном полупроводнике (рис. 2.2, б) содержит два слагаемых, учитывающих процессы с испусканием и поглощением фононов с энергией E_ϕ [2,3]

$$\alpha(h\nu) = B_1 (h\nu - E_g - E_\phi)^2 + B_2 (h\nu - E_g + E_\phi)^2. \quad (2.19)$$

При $h\nu - E_g \gg E_\phi$ оно принимает более простой вид:

$$\alpha(h\nu) \cong B (h\nu - E_g)^2. \quad (2.20)$$

В этих выражениях множители B_1 , B_2 и B слабо зависят от энергии фотона.

Если поглощение не является собственным, а происходит с участием примесей, то коэффициент поглощения должен быть пропорционален концентрации соответствующих примесных центров. Например, при оптических переходах электронов с акцепторных уровней с энергией E_a в зону проводимости (рис. 2.2, в) спектр коэффициента поглощения описывается выражением [2]:

$$\alpha(h\nu) \cong \frac{C}{h\nu} N_a^- (h\nu - E_g + \Delta E_a)^{1/2}, \quad (2.21)$$

где $C = \text{const}$, N_a^- – концентрация ионизованных акцепторов; $\Delta E_a = E_a - E_v$ – энергия ионизации акцептора.

2.3. Оптическая генерация носителей заряда

При собственном поглощении фотона возникает пара свободных носителей заряда – электрон и дырка. Такой процесс называется *биполярной* оптической генерацией. При примесном поглощении фотонов создаются свободные носители заряда одного знака, т.е. генерация является *монополярной*.

Темпом, или *интенсивностью*, *оптической генерации* g называется количество свободных носителей заряда (при монополярной генерации) или пар электрон – дырка (в случае биполярной генерации), создаваемых оптическим излучением в единицу времени в единице объема полупроводника.

Найдем связь между темпом генерации g , линейным коэффициентом поглощения α и плотностью потока фотонов Φ .

В соответствии с законом Бугера–Ламберта (2.4) изменение плотности потока фотонов в полупроводнике на толщине dx составляет

$$d\Phi = -\alpha\Phi_0(1-R)\exp(-\alpha x) dx. \quad (2.22)$$

Фактически $|d\Phi|$ представляет собой количество фотонов, поглощаемых за единицу времени внутри объема полупроводника $dV = 1 \times 1 \times dx$ с единичным поперечным сечением и толщиной dx . Тогда количество фотонов, поглощаемых за единицу времени в единичном объеме полупроводника будет равно

$$\frac{|d\Phi|}{dV} = -\frac{d\Phi}{dx} = \alpha\Phi_0(1-R)\exp(-\alpha x) = \alpha\Phi(x). \quad (2.23)$$

Введем величину β , равную количеству свободных носителей (при монополярной генерации) или числу пар электрон–дырка (при биполярной генерации), создаваемых одним поглощенным фотоном. Коэффициент β называется *квантовым выходом внутреннего фотоэффекта* (или *внутренним квантовым выходом*).

С учетом этого темп оптической генерации можно записать следующим образом:

$$g(x) = \alpha \beta \Phi(x) = \alpha \beta \Phi_0(1 - R) \exp(-\alpha x) \quad (2.24)$$

или

$$g(x) = g_0 \exp(-\alpha x), \quad (2.25)$$

где

$$g_0 = g(0) = \alpha \beta \Phi_0(1 - R) - \quad (2.26)$$

– темп генерации под освещаемой поверхностью полупроводника в точке $x = 0$.

Спектральная зависимость темпа генерации $g = g(h\nu)$ обусловлена главным образом спектральной зависимостью коэффициента поглощения α . Зависимостью коэффициента отражения R от энергии фотонов в целом ряде случаев можно пренебречь. При энергиях фотонов $h\nu < (3-4)E_g$ можно считать, что квантовый выход β не зависит от $h\nu$ и равен 1.

Контрольные вопросы

1. Какой диапазон электромагнитных волн относят к оптическому излучению?
2. Дайте определение плотности потока фотонов.
3. Дайте определение плотности потока излучения.
4. Что такое коэффициент отражения оптического излучения?
5. Как формулируется закон Бугера–Ламберта и какое явление он описывает?
6. Что характеризует линейный коэффициент поглощения оптического излучения?
7. Что такое эффективная глубина проникновения света в полупроводник?
8. Какое поглощение в полупроводниках называется собственным?
9. Какие оптические переходы называются прямыми?

10. Чем отличаются частотные зависимости коэффициентов поглощения вблизи края собственного поглощения прямозонного и непрямозонного полупроводников?

11. От каких параметров зависит коэффициент поглощения с участием примесей в полупроводнике?

12. Что такое темп оптической генерации?

13. Запишите выражение для темпа оптической генерации в произвольной точке полупроводника x как функции параметров оптического излучения. Поясните смысл величин, входящих в выражение.

3. Излучение света в полупроводниках

3.1. Люминесценция полупроводников

При рекомбинации избыточных носителей заряда в полупроводнике может появляться оптическое излучение – *люминесценция*.

Возбуждение люминесценции можно осуществлять различными способами. *Фотолюминесценция* – излучение, появляющееся за счет поглощаемой энергии возбуждающего света. Энергия фотонов возбуждающего света обычно превышает ширину запрещенной зоны полупроводника. Свечение, возникающее при бомбардировке образца электронами, называется *катодолюминесценцией*, излучение, возникающее под действием электрического поля, – *электролюминесценцией*.

Созданные при возбуждении избыточные носители заряда за время релаксации теряют избыточную энергию и занимают энергетические уровни вблизи краев разрешенных зон. Затем происходит их рекомбинация, в результате которой энергия исчезнувшей электронно-дырочной пары выделяется в виде кванта оптического излучения либо идет на нагрев кристалла.

В полупроводниках в зависимости от характера энергетического спектра, типа и концентрации легирующих примесей, наличия дефектов кристаллической структуры, температуры и условий возбуждения могут наблюдаться различные механизмы рекомбинации избыточных электронов и дырок. При некоторых из них испускаются кванты света, т.е. наблюдается люминесценция.

3.2. Излучательная и безызлучательная рекомбинации

3.2.1. Межзонная излучательная рекомбинация

В *прямозонном* полупроводнике (у которого минимум энергии электрона в зоне проводимости и максимум энергии в валентной зоне соответствуют одному и тому же волновому вектору электрона \mathbf{k}) возможна межзонная рекомбинация без изменения волнового вектора. При этом механизме вся энергия электронно-дырочной пары преобразуется в энергию $h\nu$ испускаемого фотона (процесс на рис. 3.1, *a*):

$$h\nu = E_i - E_j, \quad (3.1)$$

где E_i и E_j – энергии начального и конечного состояний электрона соответственно.

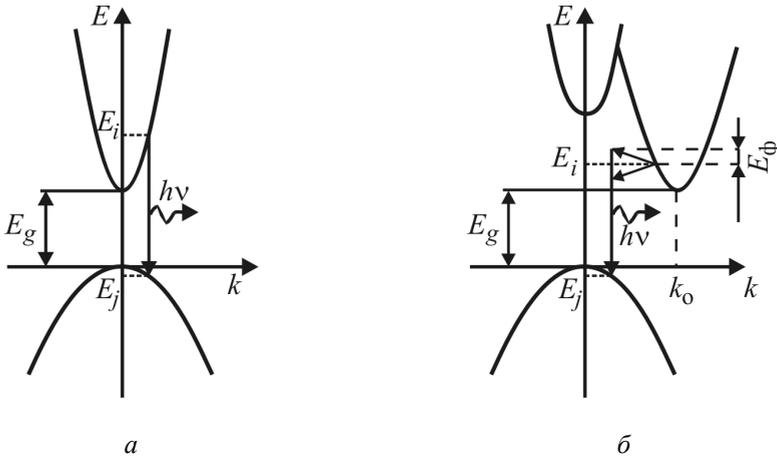


Рис. 3.1. Межзонная излучательная рекомбинация в прямозонном (а) и непрямозонном (б) полупроводниках

В условиях термодинамического равновесия скорость межзонной излучательной рекомбинации (т.е. количество электронно-дырочных пар, рекомбинирующих в единице объема полупроводника в единицу времени) пропорциональна равновесным концентрациям дырок (p_0) и электронов (n_0):

$$R_M^0 = \gamma_r p_0 n_0 = \gamma_r n_i^2. \quad (3.2)$$

Коэффициент пропорциональности γ_r в выражении (3.2) называется *коэффициентом межзонной излучательной рекомбинации*.

В равновесных условиях скорость рекомбинации в точности равна количеству электронно-дырочных пар, возникающих вновь в единицу времени в единице объема. В связи с этим количество излучаемых при рекомбинации внутри полупроводника фотонов совпадает с числом фотонов, поглощаемых в процессе оптической генерации электронно-дырочных пар.

Если термодинамическое равновесие в полупроводнике нарушено, т.е. в результате внешнего возбуждения возникли избыточные концентрации Δp и Δn свободных дырок и электронов, скорость межзонной рекомбинации возрастает:

$$R_M = \gamma_r p n = \gamma_r (p_0 + \Delta p)(n_0 + \Delta n). \quad (3.3)$$

Превышение R_M над равновесным значением R_M^0 называется *темпом межзонной излучательной рекомбинации*. В случае равенства

концентраций избыточных дырок и электронов $\Delta p = \Delta n$ темп межзонной рекомбинации оказывается равным

$$r_m = R_m - R_m^0 = \gamma_r (pn - p_0 n_0) = \gamma_r (p_0 \Delta n + \Delta p n_0 + \Delta p \Delta n) = \gamma_r (p_0 + n_0 + \Delta n) \Delta n. \quad (3.4)$$

Избыточное количество излученных фотонов, соответствующее темпу рекомбинации r_m , в принципе может быть выведено из полупроводника.

В *непрямозонном* полупроводнике абсолютный минимум энергии зоны проводимости и максимум энергии электрона в валентной зоне соответствуют различным волновым векторам. Поэтому межзонная излучательная рекомбинация возможна только при одновременном испускании или поглощении одного или нескольких фононов (процесс на рис. 3.1, б). Участие фононов обеспечивает требуемое изменение волнового вектора электрона в акте рекомбинации, однако приводит к существенному (на несколько порядков величины) уменьшению коэффициента γ_r в формулах (3.2) – (3.4), т.е. к уменьшению темпа излучательной рекомбинации (табл. 3.1) [1, 2].

Таблица 3.1

Коэффициенты межзонной излучательной рекомбинации в полупроводниках [1, 2]

Прямозонные полупроводники	$\gamma_r(300\text{ K}), \text{ см}^3/\text{с}$	Непрямозонные полупроводники	$\gamma_r(300\text{ K}), \text{ см}^3/\text{с}$
InSb	$(4-12) \cdot 10^{-11}$	Ge	$(5-15) \cdot 10^{-14}$
GaSb	$(2-4) \cdot 10^{-10}$	Si	$(2-9) \cdot 10^{-15}$
InP	$(5-13) \cdot 10^{-10}$	GaP	$(5-5,5) \cdot 10^{-14}$
GaAs	$(3-7) \cdot 10^{-10}$		

Энергия фотона, излучаемого при непрямом переходе, отличается от разности энергий начального и конечного состояний электрона на величину энергии E_ϕ фонона (или группы фононов), участвующего в акте рекомбинации:

$$h\nu = E_i - E_j \pm E_\phi. \quad (3.5)$$

Здесь знак «+» относится к процессу с поглощением фонона решетки, знак «-» соответствует излучению с одновременным испусканием фонона (т.е. с увеличением энергии решетки).

3.2.2. Экситонная люминесценция

В нелегированных полупроводниках при низких температурах прежде, чем произойдет рекомбинация, электроны и дырки успевают образовать *экситоны* – связанные пары, которые оказываются устойчивыми благодаря кулоновскому притяжению и могут свободно перемещаться по кристаллу. При рекомбинации (*аннигиляции*) свободных экситонов возникает люминесценция (процесс слева на рис. 3.2).

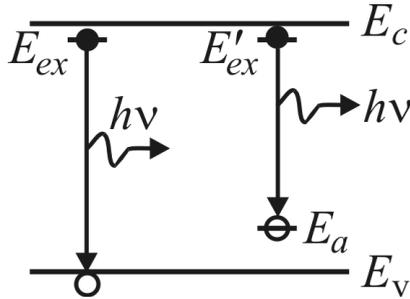


Рис. 3.2. Экситонная излучательная рекомбинация

Энергии связи электрона и дырки в экситонных состояниях составляют [3]:

$$\Delta E_n^{ex} = \frac{m_r^* e^4}{8(\epsilon_r \epsilon_0 h)^2 n^2}, \quad (3.6)$$

где $m_r^* = \frac{m_n^* \cdot m_p^*}{m_n^* + m_p^*}$ – приведенная масса экситона; m_n^* и m_p^* – эффек-

тивные массы свободного электрона и дырки; ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника; $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – электрическая постоянная; $n = 1, 2, 3, \dots$ – параметр, называемый *главным квантовым числом* экситона.

Состояние с $n = 1$ является основным (невозбужденным) состоянием экситона. При излучательной рекомбинации (аннигиляции) экситона в прямозонном полупроводнике испускается фотон с энергией

$$h\nu = E_g - \Delta E_n^{ex}. \quad (3.7)$$

Экситонная пара может быть не свободной, а связанной с атомом примеси или другим точечным структурным дефектом, тогда образуется экситонно-примесный комплекс, называемый *связанным экситоном*. Узкие линии излучения при аннигиляции связанных экситонов (процесс справа на рис. 3.2) видны в спектрах при очень низких температурах.

При нагревании кристалла полупроводника они исчезают и усиливаются линии свободных экситонов, при еще большей T за счет теплового возбуждения происходит распад (*диссоциация*) свободных экситонов.

3.2.3. Примесная люминесценция

Рекомбинация свободного электрона с дыркой, находящейся на акцепторном уровне (как и свободной дырки – с электроном на донорном уровне), также может приводить к излучению фотона (процессы на рис. 3.3, *а*, *б*). Для этого случая темп излучательной рекомбинации можно представить формулами, аналогичными выражениям (3.3) и (3.4):

$$R_a = \gamma_n p_a n, \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} r_a &= R_a - R_a^0 = \gamma_n (p_a n - p_a^0 n_0) = \\ &= \gamma_n (p_a^0 \Delta n + \Delta p_a n_0 + \Delta p_a \Delta n) \cong \gamma_n (p_a^0 + n_0) \Delta n, \end{aligned} \quad (3.9)$$

где γ_n – коэффициент захвата электрона акцепторным уровнем; $p_a = p_a(N_a, T)$ – концентрация дырок, находящихся на акцепторном уровне; N_a – полная концентрация акцепторов; $\Delta p_a = p_a - p_a^0$. Индекс 0 относится к равновесному состоянию полупроводника.

Энергии фотонов, излучаемых в процессах типа *а* и *б* на рис. 3.3, равны:

$$h\nu = E_i - E_a, \quad (3.10)$$

$$h\nu = E_d - E_j. \quad (3.11)$$

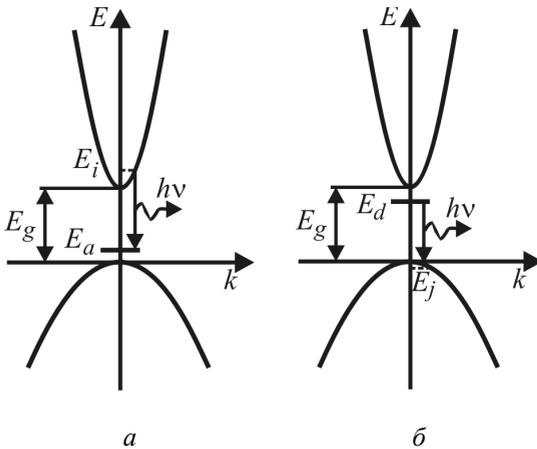


Рис. 3.3. Примесная излучательная рекомбинация

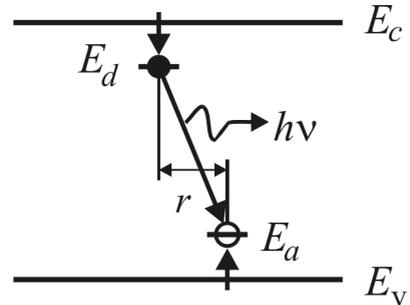


Рис. 3.4. Донорно-акцепторная излучательная рекомбинация

3.2.4. Донорно-акцепторная люминесценция

В спектрах люминесценции полупроводников со значительными концентрациями доноров и акцепторов могут проявляться переходы электронов с доноров на акцепторы. Механизм этой люминесценции состоит в следующем (рис. 3.4). После возбуждения полупроводника (например, поглощения фотона) в кристалле образуются электрон в зоне проводимости и дырка в валентной зоне. Через некоторое время электрон захватывается положительно заряженным донором, а дырка – отрицательно заряженным акцептором. Если донор и акцептор расположены близко друг к другу, орбиты (волновые функции) донорного электрона и акцепторной дырки перекрываются и происходит переход с излучением фотона (расстояние между донором и акцептором r называют *радиусом донорно-акцепторной пары*). Энергия фотона, излученного донорно-акцепторной парой с радиусом r , равна [3]:

$$h\nu_r = E_d - E_a + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_r\epsilon_0 r}. \quad (3.12)$$

В выражении (3.12) третье слагаемое представляет энергию кулоновского притяжения электрона и дырки. Весь возможный набор дискретных значений r определяется строением кристаллической решетки полупроводника, поскольку доноры и акцепторы обычно замещают атомы основного вещества.

3.2.5. Безызлучательная рекомбинация

В реальном кристалле полупроводника имеются примесные атомы или дефекты кристаллической структуры, при рекомбинации с участием которых не происходит излучения фотонов. Предполагается, что такой центр создает квазинепрерывный спектр энергетических уровней в запрещенной зоне, соответствующих возбужденным состояниям [3]. Энергия электронно-дырочной пары при рекомбинации на центре переходит в энергии последовательно испускаемых фононов, т.е. расходуется на нагрев кристалла (механизм безызлучательной *фононной рекомбинации*, процесс *a* на рис. 3.5).

Еще одним механизмом безызлучательной рекомбинации является оже-рекомбинация (процесс *b* на рис. 3.5).

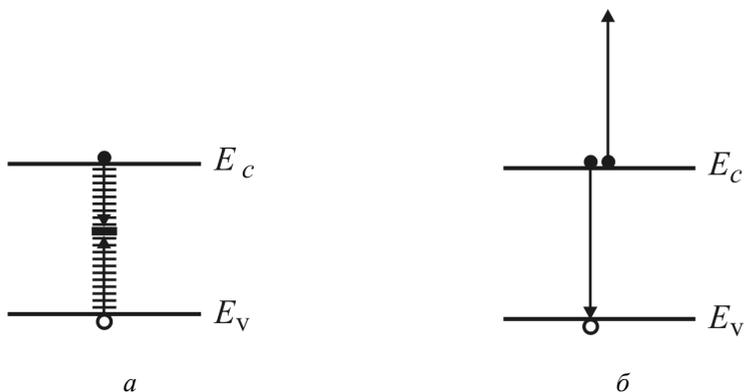


Рис. 3.5. Механизмы безызлучательной рекомбинации

При оже-процессе энергия, высвобождаемая рекомбинирующей электронно-дырочной парой, немедленно поглощается третьим свободным носителем заряда, например электроном, который затем рассеивает эту энергию путем испускания фононов.

3.2.6. Внутренний квантовый выход

Охарактеризуем в общем виде излучательную способность полупроводникового материала с учетом существования излучательных и безызлучательных механизмов рекомбинации. Темп рекомбинации носителей заряда в условиях возбуждения полупроводника можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$r = \frac{\Delta n}{\tau} = r_{\text{и}} + r_{\text{б}}, \quad (3.13)$$

где τ – время жизни избыточных носителей заряда;

$$r_{\text{и}} = \frac{\Delta n}{\tau_{\text{и}}} - \quad (3.14)$$

– темп рекомбинации электронов за счет излучательных процессов (см., например, выражения (3.4) и (3.9));

$$r_{\text{б}} = \frac{\Delta n}{\tau_{\text{б}}} - \quad (3.15)$$

– темп безызлучательной рекомбинации.

Величины $\tau_{\text{и}}$ и $\tau_{\text{б}}$ в выражениях (3.14) и (3.15) можно рассматривать как времена жизни электронов, обусловленные соответственно

излучательными и безызлучательными рекомбинационными процессами.

Для количественной характеристики излучательной способности полупроводникового материала вводится понятие *внутреннего квантового выхода люминесценции* η_i , который показывает, какая доля носителей заряда рекомбинирует с излучением фотонов:

$$\eta_i = \frac{r_i}{r_i + r_6} = \frac{\frac{1}{\tau_i}}{\frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_6}} = \frac{\tau_6}{\tau_i + \tau_6}. \quad (3.16)$$

Как видно из формулы (3.16), преобладанию излучательных механизмов рекомбинации в полупроводнике соответствует значение внутреннего квантового выхода $\eta_i = 1$, которое достигается при $\tau_i \ll \tau_6$. Выполнению этого соотношения способствует выбор полупроводника с большим значением γ_r (см. выражение (3.4)), введение в полупроводниковый материал специальных излучательных центров (см. выражение (3.9)), а также уменьшение концентраций структурных дефектов и примесей, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации.

3.3. Спектры рекомбинационного излучения

Спектр люминесценции – это зависимость количества излучаемых фотонов от энергии фотона или длины волны. Спектры люминесценции твердых тел отличаются от спектров изолированных атомов тем, что обычно представляют собой широкие полосы.

Энергии начального E_i и конечного E_j состояний электрона при излучательной рекомбинации могут изменяться в определенных пределах. Поэтому в соответствии с выражениями (3.1), (3.5), (3.10), (3.11) в спектре рекомбинационного излучения будут присутствовать фотоны с разной энергией.

Рассмотрим спектр люминесценции полупроводника *при прямых излучательных межзонных переходах* (рис. 3.6). В соответствии с требованием сохранения волнового вектора электрона \mathbf{k}_i при прямом рекомбинационном переходе начальному состоянию электрона с энергией $E_i(\mathbf{k}_i)$ в зоне проводимости будет соответствовать только одно конечное состояние с энергией $E_j(\mathbf{k}_i)$ в валентной зоне. Поэтому количество фотонов dN_ϕ , излученных с энергиями в бесконечно малом интервале от $h\nu$ до $h\nu + d(h\nu)$, будет пропорционально количеству кван-

товых состояний $Z_c(E_i)dE_i$ с энергиями от E_i до $E_i + dE_i$ в зоне проводимости, вероятности $f_n(E_i)$ заполнения этих состояний электронами и вероятности $f_p(E_j)$ того, что соответствующие им конечные состояния в валентной зоне с энергиями от E_j до $E_j + dE_j$ будут свободными:

$$dN_\Phi \sim Z_c(E_i)dE_i f_n(E_i) f_p(E_j). \quad (3.17)$$

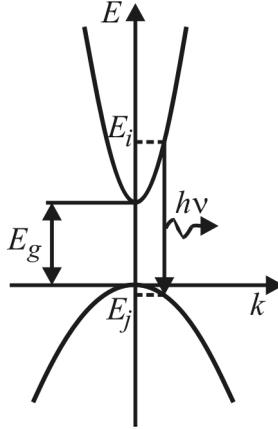


Рис. 3.6. Прямой излучательный переход

Воспользовавшись выражением (2.8) для плотности квантовых состояний в зоне проводимости и предполагая, что полупроводник в условиях возбуждения остается невырожденным, т.е.

$$f_n(E_i) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_i - F_n}{kT}\right)} \cong \exp\left(-\frac{E_i - F_n}{kT}\right) \quad (3.18)$$

и

$$f_p(E_j) = 1 - f_n(E_j) = 1 - \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_j - F_p}{kT}\right)} \cong \exp\left(-\frac{F_p - E_j}{kT}\right), \quad (3.19)$$

выражение (3.17) можно представить в виде

$$dN_\Phi \sim (E_i - E_c)^{1/2} \cdot \exp\left(-\frac{E_i - F_n}{kT}\right) \cdot \exp\left(-\frac{F_p - E_j}{kT}\right) dE_j, \quad (3.20)$$

где F_n и F_p – квазиуровни Ферми для электронов и дырок.

Считая зависимости энергии электрона от волнового вектора параболическими у краев разрешенных зон (см. выражения (2.12) и (2.13)), соотношение (3.1) можно переписать следующим образом:

$$h\nu = E_c - E_v + \frac{\hbar^2 k_i^2}{2m_n^*} \left(1 + \frac{m_n^*}{m_p^*} \right) = E_g + (E_i - E_c) \left(1 + \frac{m_n^*}{m_p^*} \right). \quad (3.21)$$

Здесь $E_g = E_c - E_v$ – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Из формулы (3.21) следует, что

$$E_i - E_c = \frac{h\nu - E_g}{1 + m_n^*/m_p^*} \quad (3.22)$$

и

$$dE_i = \frac{d(h\nu)}{1 + m_n^*/m_p^*}. \quad (3.23)$$

С помощью (3.22), (3.23) и (3.1) выражение (3.20) может быть преобразовано в следующее:

$$dN_\Phi \sim (h\nu - E_g)^{1/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) d(h\nu). \quad (3.24)$$

Поэтому зависимость *спектральной плотности потока фотонов* (числа фотонов, приходящихся на единичный интервал энергий), излучаемых при межзонной рекомбинации, от энергии фотона можно выразить формулой

$$\Phi_v(h\nu) = \frac{dN_\Phi}{d(h\nu)} \sim (h\nu - E_g)^{1/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (3.25)$$

Выражение (3.25) показывает, что, в отличие от спектра оптического поглощения (см. формулу (2.18)), спектр излучения полупроводника ограничен со стороны больших энергий фотонов. Этот факт объясняется тем, что избыточные носители до рекомбинации успевают прийти в тепловое равновесие с кристаллической решеткой и занимают уровни вблизи краев разрешенных зон. По мере удаления от дна зоны проводимости уменьшается количество уровней, заполненных электронами, а по мере удаления от потолка валентной зоны – количество уровней, заполненных дырками. Это и учитывается экспоненциальным множителем в выражении (3.25). Дифференцируя выражение (3.25) по $h\nu$, легко показать, что максимум спектральной плотности $\Phi_v^{\max} \equiv \Phi_v(h\nu_m)$ соответствует энергии фотона

$$h\nu_m = E_g + \frac{kT}{2}. \quad (3.26)$$

Более строгое выражение для спектральной плотности межзонного излучения, полученное на основе квантово-механического рассмот-

рения взаимодействия электрона с электрическим полем световой волны, отличается от выражения (3.25) наличием дополнительного множителя $h\nu$ в правой части [1]:

$$\Phi_{\nu}(h\nu) \sim h\nu(h\nu - E_g)^{1/2} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (3.27)$$

Спектральная плотность Φ_{ν} , описываемая выражением (3.27), отлична от нуля только при $h\nu > E_g$ (рис. 3.7, кривая 1). Однако в реальных спектрах спад со стороны низких энергий фотонов происходит более плавно (кривая 2 на рис. 3.7). Это обусловлено «размытием» краев разрешенных зон вследствие наличия мелких примесных уровней и некоторых других причин.

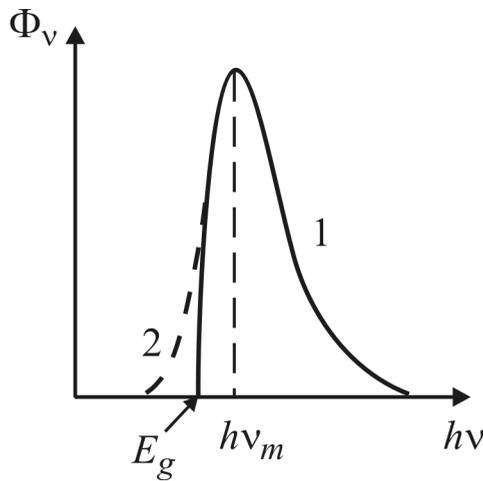


Рис. 3.7. Спектр межзонного рекомбинационного излучения

По аналогии с формулой (3.27) спектр межзонного излучения *непрямозонного полупроводника* (см. процесс на рис. 3.1, б) описывается выражением [1]:

$$\Phi_{\nu}(h\nu) \sim h\nu(h\nu - E_g \pm E_{\phi})^2 \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \quad (3.28)$$

и представляет совокупность двух накладывающихся полос с максимумами при энергиях фотонов, близких к ширине запрещенной зоны:

$$h\nu_m \cong E_g \pm E_{\phi} + 2kT. \quad (3.29)$$

При рекомбинации *свободных электронов с дырками, захваченными на акцепторный уровень с энергией E_a* (см. рис. 3.3, а), спектр излучения описывается формулой

$$\Phi_v(h\nu) \sim \frac{p_a h\nu (h\nu - E_g + \Delta E_a)^{1/2}}{\left[1 + \frac{m_n^* (h\nu - E_g + \Delta E_a)}{m_p^* \Delta E_a}\right]^4} \cdot \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right). \quad (3.30)$$

Знаменатель в формуле (3.30) учитывает уменьшение вероятности рекомбинационного перехода на мелкий акцепторный уровень при увеличении модуля волнового вектора рекомбинирующего электрона (соответствующем возрастанию $h\nu$). Согласно формуле (3.30), спектр излучения имеет резкий максимум при энергии фотона

$$h\nu_m \cong E_g - \Delta E_a + \frac{kT}{2} = E_c - E_a + \frac{kT}{2}. \quad (3.31)$$

Полоса примесного излучения в спектре может примыкать к полосе межзонного излучения (*краевой* полосе) или сливаться с ней.

Отметим в заключение, что выражения (3.27), (3.28), (3.30) задают изменение спектральной плотности *потока фотонов* в зависимости от $h\nu$. Для расчета спектральной плотности *потока (мощности) излучения* $P_v = \frac{dP_{\text{изл}}}{d(h\nu)}$ правые части данных выражений необходимо домножить на энергию фотона, т.к. $P_v = \Phi_v \times h\nu$.

3.4. Влияние легирования на спектры люминесценции полупроводников

При увеличении концентрации легирующих примесей в полупроводнике наблюдается сдвиг максимума спектра люминесценции, обусловленный двумя обстоятельствами.

Во-первых, при сильном легировании полупроводника n -типа донорной примесью из-за повышения уровня Ферми область с максимальной плотностью заполненных электронами уровней перемещается вглубь зоны проводимости, что должно приводить к сдвигу максимума спектра излучения в область больших энергий фотонов, т.е. к увеличению $h\nu_m$. (Такой сдвиг получил название *сдвига Бурштейна–Мосса*.)

Так, например, в вырожденном полупроводнике n -типа с равновесной концентрацией электронов n_0 максимум спектра люминесценции для 0 К должен наблюдаться при энергии фотона [4]:

$$h\nu_m = E_g + \left(1 + \frac{m_n^*}{m_p^*}\right) \xi_n, \quad (3.32)$$

где

$$\xi_n = (3\pi^2 n_0)^{2/3} \cdot \frac{\hbar^2}{2m_n^*}. \quad (3.33)$$

Во-вторых, при увеличении уровня легирования возрастает неоднородность распределения концентрации легирующих примесей, что приводит к флуктуациям глубины залегания уровня Ферми и пространственной модуляции краев разрешенных зон. В результате у краев разрешенных зон возникают «хвосты» плотности состояний (уровней), простирающиеся в запрещенную зону. Кроме того, наблюдаются расщепление примесных уровней в примесные зоны и слияние их с хвостами разрешенных зон. Оба эти явления приводят к уменьшению эффективной ширины запрещенной зоны и соответственно – к уменьшению $h\nu_m$.

В полупроводниках n -типа обычно преобладает первый фактор, приводящий к увеличению $h\nu_m$ (рис. 3.8 и 3.10 [4]). Так, на рис. 3.8 представлены спектры люминесценции образцов InAs n -типа с различным уровнем легирования.

Области спектров при $h\nu > E_g = 400$ мэВ соответствуют излучательной рекомбинации между свободными электронами и свободными дырками. Сдвиг максимума спектра излучения и его высокоэнергетического края в сторону больших энергий фотонов при возрастании уровня легирования обусловлен смещением уровня Ферми в зону проводимости. Структура спектра при энергиях фотонов, меньших E_g , связана с переходами, включающими хвосты состояний и примесные зоны.

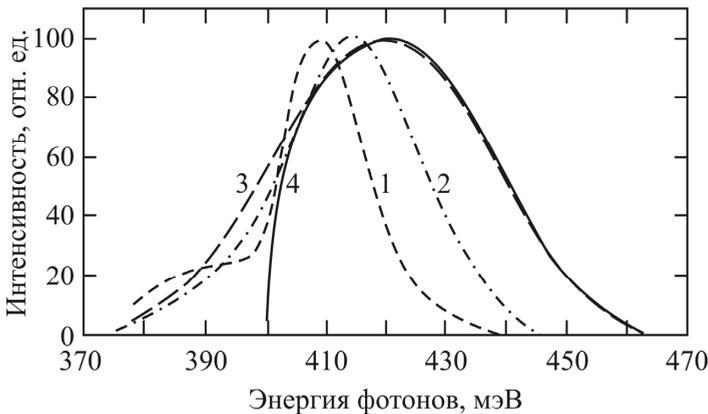


Рис. 3.8. Спектры люминесценции образцов n -InAs с концентрациями электронов n , см^{-3} : $2,3 \cdot 10^{16}$ (1); $9 \cdot 10^{16}$ (2); $1,8 \cdot 10^{17}$ (3); $1,8 \cdot 10^{17}$ – теория (4). $T = 77$ К [4]

В сильнолегированных полупроводниках p -типа из-за большей эффективной массы дырок сдвиг уровня Ферми вглубь валентной зоны существенно меньше (см. выражения (3.32) и (3.33)), и обычно преобладает фактор уменьшения эффективной ширины запрещенной зоны из-за образования хвостов плотности состояний у разрешенных зон, приводящий к уменьшению $h\nu_m$ (рис. 3.9 и 3.10) [4,5].

Расщепление примесных уровней в примесные зоны и искажение краев разрешенных зон по мере увеличения концентрации легирующих примесей приводят также к уширению спектров фотолюминесценции. На рис. 3.11 показано изменение *полуширины* спектров (т.е. полной ширины спектра на половине его высоты) образцов GaAs p - и n -типа в зависимости от концентрации носителей заряда [4].

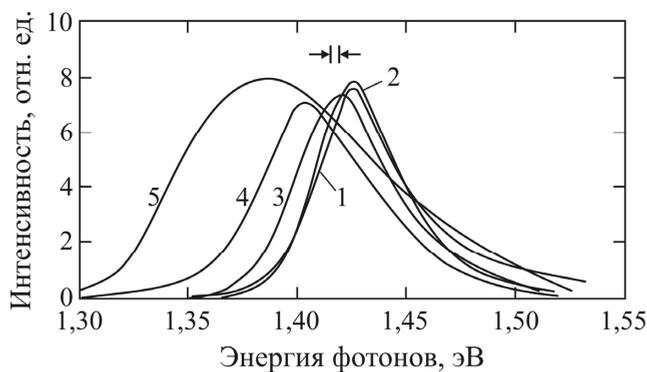


Рис. 3.9. Спектры краевой фотолюминесценции кристаллов p -GaAs, легированных Zn; p , см^{-3} : $1 \cdot 10^{16}$ (1); $2,5 \cdot 10^{16}$ (2); $9,4 \cdot 10^{16}$ (3); $2,8 \cdot 10^{18}$ (4); $1,6 \cdot 10^{20}$ (5). $T = 293$ К [5]

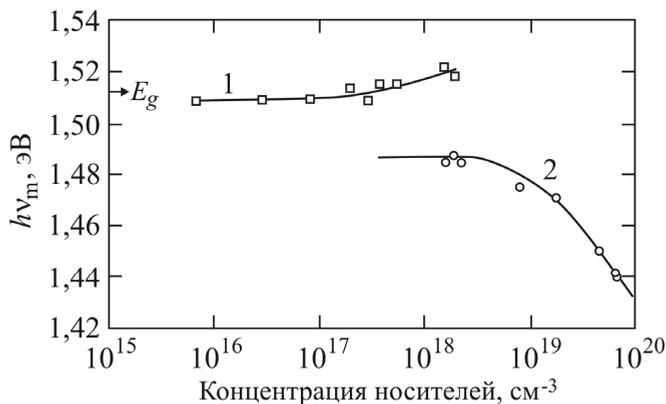
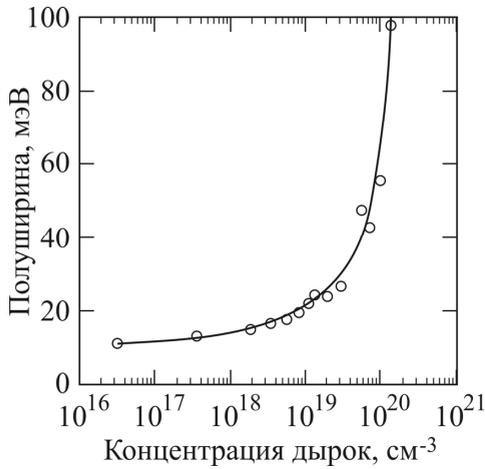
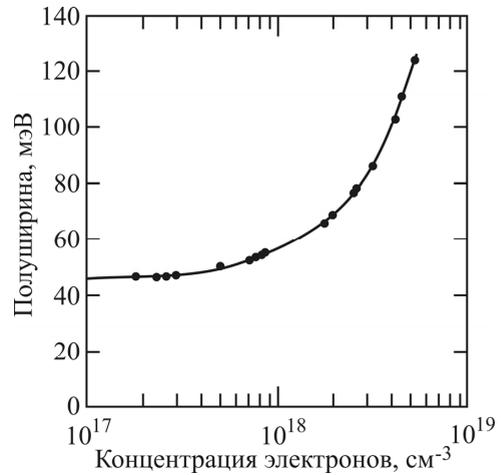


Рис. 3.10. Зависимости положения максимумов спектров фотолюминесценции при 77 К кристаллов n -GaAs:Te (1) и p -GaAs:Zn (2) от уровня их легирования [4]



a



б

Рис. 3.11. Зависимости полуширины спектров люминесценции *p*-GaAs (*a*) и *n*-GaAs (*б*) от концентрации свободных носителей заряда. T , К: 4,2 (*a*); 300 (*б*) [4]

Контрольные вопросы

1. Что такое люминесценция?
2. Перечислите типы излучательных процессов в полупроводниках.
3. Запишите законы сохранения энергии для прямых и непрямых излучательных межзонных переходов.
4. Какой формулой описывается темп межзонной излучательной рекомбинации в полупроводнике?
5. Что такое внутренний квантовый выход люминесценции полупроводникового материала?
6. Что называется спектром люминесценции?
7. Изобразите спектр люминесценции при межзонной рекомбинации в прямозонном полупроводнике.
8. Какой энергии фотонов соответствует максимум спектра при межзонной рекомбинации?
9. Чему равна энергия фотонов в максимуме спектра при рекомбинации с участием мелкого примесного уровня?
10. Как изменяется спектр люминесценции полупроводника *n*-типа при увеличении концентрации донорной примеси?
11. Как изменяются положение максимума и полуширина спектра люминесценции полупроводника *p*-типа при возрастании концентрации акцепторной примеси?

4. Основные свойства p - n -переходов

4.1. Образование потенциального барьера в p - n -переходе

P - n -переход – это переходная барьерная область, возникающая при металлургическом контакте полупроводников p - и n -типов. Из-за градиентов концентрации дырок и электронов на металлургической границе начинаются их встречная диффузия и взаимная рекомбинация. В результате вблизи границы образуется область, обедненная свободными носителями (рис. 4.1, *a*). В части этой области, расположенной в p -полупроводнике, существует нескомпенсированный отрицательный заряд акцепторов. В части области, находящейся в n -полупроводнике, возникает нескомпенсированный положительный заряд доноров. Вектор напряженности \mathcal{E} образовавшегося внутреннего электрического поля направлен от n -области к p -области и приводит к появлению дрейфовых составляющих потоков дырок и электронов, уравновешивающих диффузионные потоки. Энергетическая диаграмма образовавшегося p - n -перехода представлена на рис. 4.1, *б*.

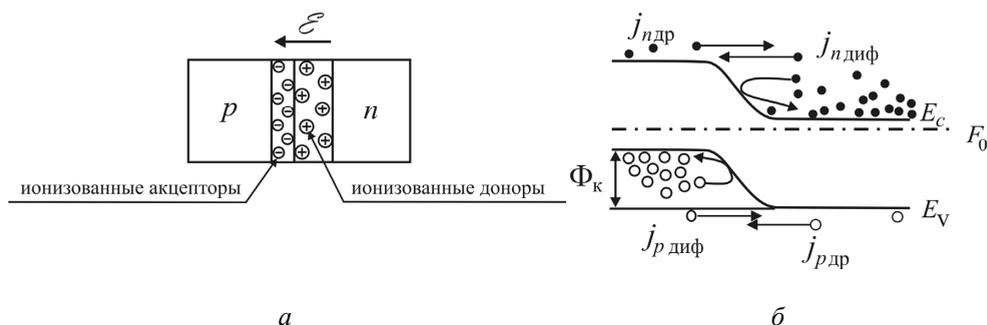


Рис. 4.1. Структура (*a*) и энергетическая диаграмма (*б*) p - n -перехода в равновесии

Высота потенциального барьера, обусловленного воздействием на электроны и дырки внутреннего электрического поля, легко рассчитывается через глубину залегания уровней Ферми в p - и n -областях. В случае невырожденных p - и n -областей она равна (см. рис. 4.1, *б*)

$$\Phi_k = (E_c - F_0)|_p - (E_c - F_0)|_n = kT \cdot \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} = eU_k, \quad (4.1)$$

где F_0 – равновесный уровень Ферми; p_p и n_n – концентрации дырок в p -области и электронов в n -области соответственно; n_i – собственная

концентрация; U_k – контактная разность потенциалов в p - n -переходе.

4.2. Характеристики барьера в резком p - n -переходе

Профиль напряженности электрического поля области пространственного заряда и профиль потенциальной энергии электрона в этом поле находятся из решения уравнения Пуассона, вид правой части которого зависит от характера распределения акцепторной и донорной примесей в области p - n -перехода.

Существуют две идеализированные модели распределения легирующих примесей в области p - n -перехода [1–4].

Резкий, или ступенчатый, p - n -переход образуется тогда, когда на границе p - и n -полупроводников тип примеси скачком изменяется с акцепторной на донорную, а в объеме p - и n - областей концентрации примеси от координаты не зависят (рис. 4.2, а). В этом случае уравнения Пуассона для p - и n - частей области пространственного заряда (ОПЗ) записываются следующим образом:

$$\frac{d^2\Phi_p}{dx^2} = -\frac{e^2 N_a}{\epsilon \epsilon_0} \text{ при } -d_p \leq x < 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{d^2\Phi_n}{dx^2} = \frac{e^2 N_d}{\epsilon \epsilon_0} \text{ при } 0 < x \leq d_n, \quad (4.3)$$

где $-eN_a$ и eN_d – плотности заряда в p - и n -частях ОПЗ; Φ_p и Φ_n – потенциальная энергия электрона в них.

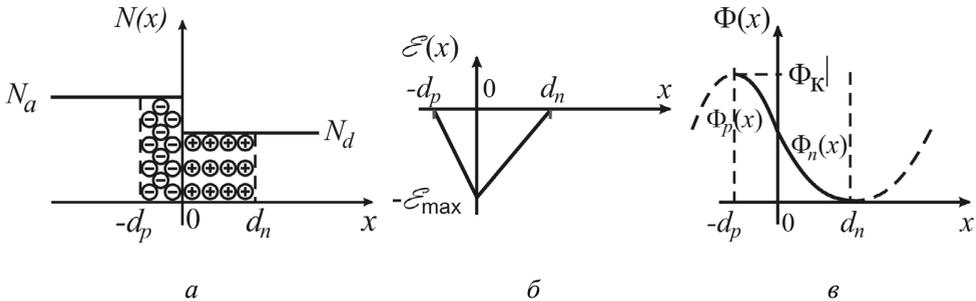


Рис. 4.2. Профили концентраций примесей (а), напряженности электрического поля (б) и потенциальной энергии электрона (в) в резком p - n -переходе [1–4]

Решение уравнений с соответствующими граничными условиями показывает, что энергия электрона изменяется внутри ОПЗ по параболическим законам (рис. 4.2, в) [1–4]:

$$\Phi_p(x) = \Phi_k - \frac{e^2 N_a}{2\epsilon \epsilon_0} (d_p + x)^2 \quad \text{при } -d_p \leq x < 0, \quad (4.4)$$

$$\Phi_n(x) = \frac{e^2 N_d}{2\epsilon \epsilon_0} (d_n - x)^2 \quad \text{при } 0 < x \leq d_n, \quad (4.5)$$

здесь $\Phi_k = eU_k$ – полная величина изгиба зон в p – n –переходе, U_k – внутренняя (контактная) разность потенциалов.

Напряженность же электрического поля изменяется с координатой линейно, проходя через максимум внутри ОПЗ (см. рис. 4.2, б):

$$\mathcal{E}_p(x) = \frac{1}{e} \frac{d\Phi_p}{dx} = -\frac{eN_a}{\epsilon \epsilon_0} (d_p + x) \quad (-d_p \leq x < 0), \quad (4.6)$$

$$\mathcal{E}_n(x) = \frac{1}{e} \frac{d\Phi_n}{dx} = -\frac{eN_d}{\epsilon \epsilon_0} (d_n - x) \quad (0 < x \leq d_n). \quad (4.7)$$

Из условия равенства абсолютных значений пространственных зарядов p - и n -частей ОПЗ вытекает соотношение между толщинами этих частей d_p и d_n :

$$d_n/d_p = N_a/N_d, \quad (4.8)$$

из которого следует, что при $N_a \gg N_d$ $d_n \gg d_p$, т.е. большая часть ОПЗ лежит в более слабо легированном материале.

Полная ширина (толщина) области пространственного заряда

$$d(0) = d_p + d_n = \sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0 (N_a + N_d) \Phi_k}{e^2 N_a N_d}} = \sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0 (N_a + N_d) U_k}{e N_a N_d}} \quad (4.9)$$

уменьшается при увеличении как концентрации N_a акцепторов в p -области, так и концентрации доноров N_d в n -области.

При подаче на p – n –переход напряжения от внешнего источника будут изменяться результирующая напряженность поля в p – n –переходе, а следовательно, величина создающих это поле пространственных зарядов и ширина ОПЗ

$$d(U) = d_p(U) + d_n(U) = \sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0 (N_a + N_d) (U_k \mp |U|)}{e N_a N_d}}. \quad (4.10)$$

При *прямом* смещении (положительный потенциал на p -области) вектор напряженности внешнего поля противоположен вектору напряженности контактного поля и ослабляет его. Ширина ОПЗ при этом уменьшается (знак « \rightarrow » в формуле (4.10)). При *обратном* смещении (положительный потенциал на n -области) напряженность результирующего поля в ОПЗ и ширина ОПЗ возрастают (знак « \leftarrow » в формуле (4.10)).

Максимальная напряженность электрического поля в резком p - n -переходе

$$\mathcal{E}_{\max}(U) = \frac{2(U_{\kappa} \mp |U|)}{d(U)} = \sqrt{\frac{2e N_a N_d (U_{\kappa} \mp |U|)}{\varepsilon \varepsilon_0 (N_a + N_d)}} \quad (4.11)$$

возрастает при увеличении уровней легирования p - и n -областей и при обратном смещении p - n -перехода (знак « \leftarrow » в выражении (4.11)).

Зависимость ширины области пространственного заряда от величины внешнего смещения свидетельствует о том, что p - n -переход обладает *барьерной емкостью*. Величина *дифференциальной барьерной емкости* для ступенчатого p - n -перехода определяется выражением [1]:

$$C_{p-n}(U) = \left| \frac{dQ_d(U)}{dU} \right| = \left| \frac{dQ_a(U)}{dU} \right| = S_{p-n} \sqrt{\frac{e \varepsilon \varepsilon_0 N_a N_d}{2(N_a + N_d)(U_{\kappa} \mp |U|)}}, \quad (4.12)$$

где Q_d и Q_a – суммарные заряды доноров и акцепторов в ОПЗ; S_{p-n} – площадь p - n -перехода. C_{p-n} тем больше, чем выше концентрации акцепторов и доноров.

4.3. Характеристики барьера в плавном p - n -переходе

Плавный, или *линейный*, p - n -переход образуется в месте пересечения линейных профилей концентраций доноров и акцепторов (рис. 4.3, а). Распределение концентраций примесей в таком переходе характеризуется *градиентом разностной концентрации примесей* $N = N_d - N_a$:

$$a = \frac{dN}{dx} = \frac{d(N_d - N_a)}{dx} = \text{const}. \quad (4.13)$$

Уравнение Пуассона для линейного p - n -перехода принимает вид [1–4]:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = \frac{e\rho(x)}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{e^2 a x}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad \left(-\frac{d}{2} < x \leq \frac{d}{2}\right), \quad (4.14)$$

а его решение –

$$\Phi(x) = \frac{e^2 a}{2\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{d^3}{12} - \frac{d^2 x}{4} + \frac{x^3}{3} \right) = \Phi_{\kappa} - \frac{e^2 a}{2\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{d^3}{12} + \frac{d^2 x}{4} - \frac{x^3}{3} \right), \quad (4.15)$$

где $\Phi_{\kappa} = \frac{e^2 a}{12\epsilon\epsilon_0} d^3$ – равновесная высота барьера в p - n -переходе (см. рис. 4.3, в).

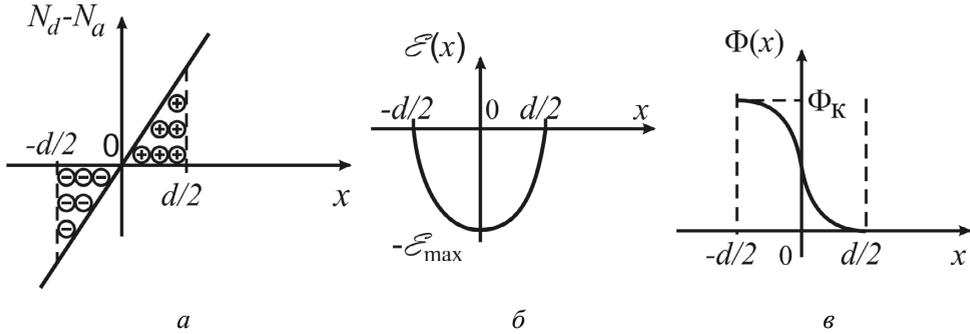


Рис. 4.3. Профили разностной концентрации примесей (а), напряженности электрического поля (б) и потенциальной энергии электрона (в) в плавном p - n -переходе [1–4]

Профиль напряженности электрического поля в линейном переходе является симметричным и описывается параболической функцией (рис. 4.3, б):

$$\mathcal{E}(x) = \frac{1}{e} \frac{d\Phi}{dx} = -\frac{ea}{2\epsilon\epsilon_0} \left(\frac{d^2}{4} - x^2 \right). \quad (4.16)$$

Ширина области пространственного заряда

$$d(U) = \sqrt[3]{\frac{12\epsilon\epsilon_0(U_{\kappa} \mp |U|)}{ea}} \quad (4.17)$$

тем меньше, а максимальная напряженность электрического поля

$$\mathcal{E}_{\max}(U) = \frac{1,5(U_{\kappa} \mp |U|)}{d(U)} = \sqrt[3]{\frac{9ea(U_{\kappa} \mp |U|)^2}{32\epsilon\epsilon_0}} \quad (4.18)$$

тем выше, чем больше градиент концентрации a . При увеличении обратного напряжения ширина ОПЗ возрастает более медленно, чем в резком p - n -переходе.

Для линейного p - n -перехода выражение для дифференциальной емкости имеет вид [1]:

$$C_{p-n}(U) = S_{p-n} \sqrt[3]{\frac{ea(\varepsilon \varepsilon_0)^2}{12(U_K \mp |U|)}}. \quad (4.19)$$

Видно, что с увеличением градиента разностной концентрации a величина барьерной емкости возрастает. Для обоих типов переходов емкость падает при увеличении обратного смещения (в формулах (4.12) и (4.19) знаки «-» и «+» относятся к прямому и обратному смещениям соответственно).

4.4. Диффузионные токи в p - n -переходе. Инжекция и экстракция носителей заряда

Подадим на p - n -переход внешнее *прямое* смещение (положительный потенциал на p -области). Результирующая напряженность поля в ОПЗ уменьшится, и уменьшится высота потенциального барьера Φ_K , препятствующего диффузии дырок из p -области и электронов из n -области. Теперь дрейфовые потоки дырок и электронов не будут уравновешивать диффузионные потоки носителей, и возникнут результирующие потоки дырок в n -область и электронов – в p -область (рис. 4.4).

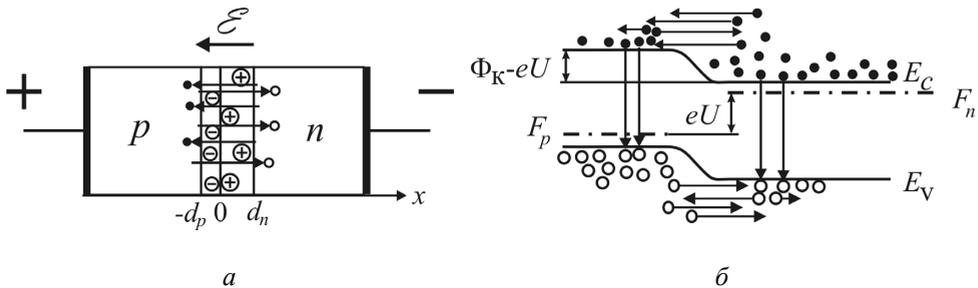


Рис. 4.4. Структура (а) и энергетическая диаграмма (б) p - n -перехода при прямом смещении

Дырки, попадающие из p - в n -область за счет градиента концентрации, будут в процессе диффузии рекомбинировать с основными носителями заряда – электронами – и полностью исчезать на расстоянии 2–3 диффузионных длин от ОПЗ. Для восстановления электронейтральности объема n -области через омический контакт будет входить эквивалентное количество электронов. Во внешней цепи диода потечет ток.

Для нахождения дырочной компоненты плотности тока через p - n -переход в диодной теории решается одномерное уравнение непрерывности потока дырок [1–4]:

$$\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} + \frac{\Delta p}{\tau_p} = \frac{d^2(\Delta p)}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = 0, \quad (4.20)$$

где $J_p = -eD_p \frac{dp}{dx}$ – плотность диффузионного тока дырок; D_p – коэффициент диффузии дырок; L_p и τ_p – диффузионная длина и время жизни их в n -области.

В качестве первого граничного условия при решении уравнения используется предположение о том, что на границе ОПЗ и n -области концентрация дырок определяется *равновесным* уровнем Ферми p -области и экспоненциально зависит от высоты потенциального барьера $\Phi_k - eU$. Поэтому превышение концентрации дырок над равновесным значением p_n зависит от приложенного внешнего напряжения U :

$$\Delta p(d_n) = p(d_n) - p_n = p_n \left(\exp \frac{eU}{kT} - 1 \right). \quad (4.21)$$

Второе граничное условие предполагает, что дырки, инжектированные в n -область, полностью рекомбинируют в объеме, не достигая омического контакта:

$$\Delta p|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (4.22)$$

Распределение избыточной концентрации дырок, удовлетворяющее этим условиям, имеет вид

$$\Delta p(x) = p_n \left[\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right] \cdot \exp \left(- \frac{x - d_n}{L_p} \right) \text{ при } x > d_n. \quad (4.23)$$

Плотность дырочной компоненты прямого тока через p - n -переход экспоненциально уменьшается по мере удаления от границы ОПЗ (точки $x = d_n$) за счет рекомбинации дырок с электронами:

$$J_p(x) = -eD_p \frac{dp}{dx} = -eD_p \frac{d(\Delta p)}{dx} = \frac{eD_p p_n}{L_p} \left[\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right] \cdot \exp \left(- \frac{x - d_n}{L_p} \right). \quad (4.24)$$

Аналогично уменьшается плотность электронной компоненты плотности тока при диффузии электронов в p -области:

$$J_n(x) = eD_n \frac{dn}{dx} = eD_n \frac{d(\Delta n)}{dx} = \frac{eD_n n_p}{L_n} \left[\exp \left(\frac{eU}{kT} \right) - 1 \right] \cdot \exp \left(\frac{x + d_p}{L_n} \right). \quad (4.25)$$

Качественно профили концентраций дырок и электронов показаны на рис. 4.5.

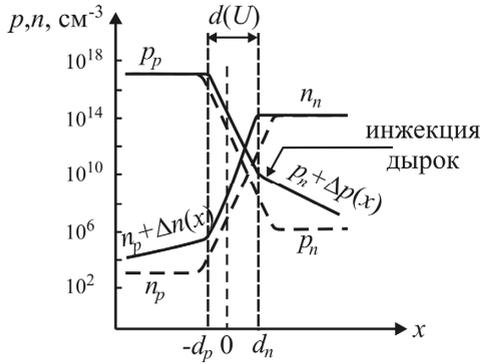


Рис. 4.5. Профили концентраций дырок и электронов в p - n -переходе в равновесии (штриховые кривые) и при прямом смещении (сплошные линии) [4]

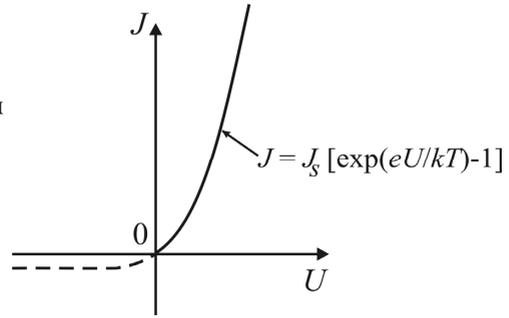


Рис. 4.6. Вольт-амперная характеристика p - n -перехода (выделена прямая ветвь)

Полную плотность прямого тока через p - n -переход (рис. 4.6) найдем, просуммировав значения дырочной и электронной компонент на границах ОПЗ:

$$J = J_p(d_n) + J_n(-d_p) = \left(\frac{eD_p p_n}{L_p} + \frac{eD_n n_p}{L_n} \right) \cdot \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (4.26)$$

Выражение (4.26) может быть переписано в сокращенном виде

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (4.27)$$

где множитель

$$J_s = \frac{eD_p p_n}{L_p} + \frac{eD_n n_p}{L_n} \cong \left(\frac{eD_p}{L_p N_d} + \frac{eD_n}{L_n N_a} \right) n_i^2 \quad (4.28)$$

не зависит от внешнего напряжения и называется *плотностью тока насыщения*.

При подаче на p - n -переход внешнего напряжения *обратной* полярности (положительный потенциал на n -области) результирующая напряженность поля в области пространственного заряда возрастает и увеличивается высота потенциального барьера Φ_k , препятствующего диффузии дырок из p -области и электронов из n -области. Диффузионные токи в ОПЗ резко уменьшатся, и начнут преобладать дрейфовые токи дырок и электронов противоположного направления (рис. 4.7).

При этом в p - и n -областях градиенты концентраций неосновных носителей изменят знаки, и начнется обратная диффузия этих носителей к границам ОПЗ (рис. 4.8).

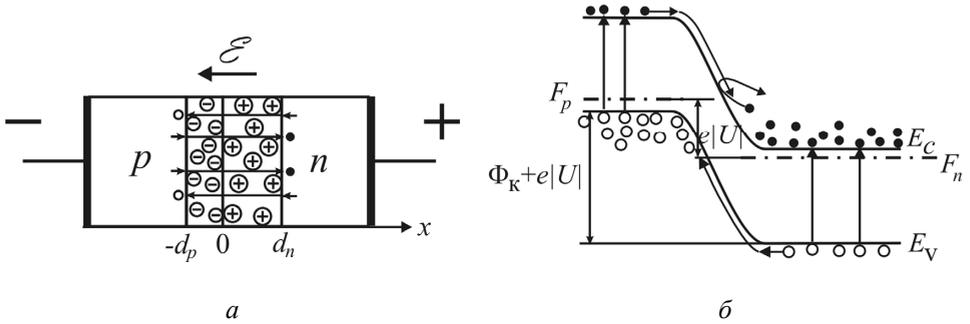


Рис. 4.7. Структура (а) и энергетическая диаграмма (б) p - n -перехода при обратном смещении

Выражения (4.26) – (4.28) оказываются справедливыми и для плотности обратного тока, если в (4.26) и (4.27) считать напряжение U отрицательной величиной. При значениях модуля обратного напряжения $|U| \gg kT/e$ из формулы (4.27) следует, что плотность обратного тока достигает насыщения (рис. 4.9):

$$J \cong -J_s. \quad (4.29)$$

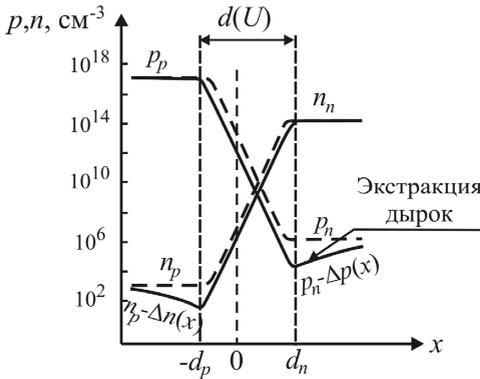


Рис. 4.8. Профили концентраций дырок и электронов в p - n -переходе в равновесии (штриховые кривые) и при обратном смещении (сплошные линии) [4]

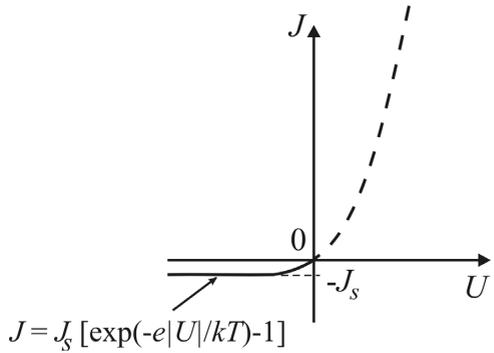


Рис. 4.9. Вольт-амперная характеристика p - n -перехода (выделена обратная ветвь)

Из выражения (4.26) вытекает, что соотношение дырочной и электронной компонент тока через ОПЗ

$$\frac{J_p(d_n)}{J_n(-d_p)} = \frac{eD_p p_n L_n}{eD_n n_p L_p} = \frac{e\mu_p p_p L_n}{e\mu_n n_n L_p} = \frac{\sigma_p L_n}{\sigma_n L_p} \quad (4.30)$$

определяется отношением удельных проводимостей p - и n -областей структуры: $\sigma_p = e\mu_p p_p$ и $\sigma_n = e\mu_n n_n$. При сильном легировании p -области ($\sigma_p \gg \sigma_n$) прямой ток через ОПЗ будет переноситься в основном дырками, диффундирующими в n -область, которая в этом случае называется *базой*. Процесс создания избыточной концентрации неосновных носителей заряда – дырок – в базе называется *инжекцией*.

Обратный ток также будет обусловлен дырками, диффундирующими из объема n -области к границе ОПЗ. При этом концентрация дырок у границы области пространственного заряда будет ниже равновесного значения p_n . Такой процесс извлечения дырок из n -области называется *экстракцией*.

4.5. Рекомбинационный и термогенерационный токи в p - n -переходах

При протекании прямого диффузионного (инжекционного) тока инжектируемые носители, преодолев барьерную область, рекомбинируют с основными носителями в объеме n - или p -областей. Однако при наличии в области пространственного заряда эффективных центров захвата носителей обоих знаков рекомбинация дырок и электронов будет происходить и внутри ОПЗ (рис. 4.10). Плотность этой компоненты прямого тока, которая называется *рекомбинационной*, при ряде предположений описывается выражением [1]:

$$J_{\text{рек}} \approx \frac{kT n_i d(U)}{2\tau_0 (U_K - U)} \left[\exp\left(\frac{eU}{2kT}\right) - 1 \right], \quad (4.31)$$

где $\tau_0 = \frac{1}{\sigma_0 v_0 N_t}$ – время жизни носителей заряда внутри ОПЗ; σ_0 – сечение захвата свободного носителя центром; v_0 – средняя тепловая скорость свободного электрона; N_t – концентрация центров рекомбинации в ОПЗ.

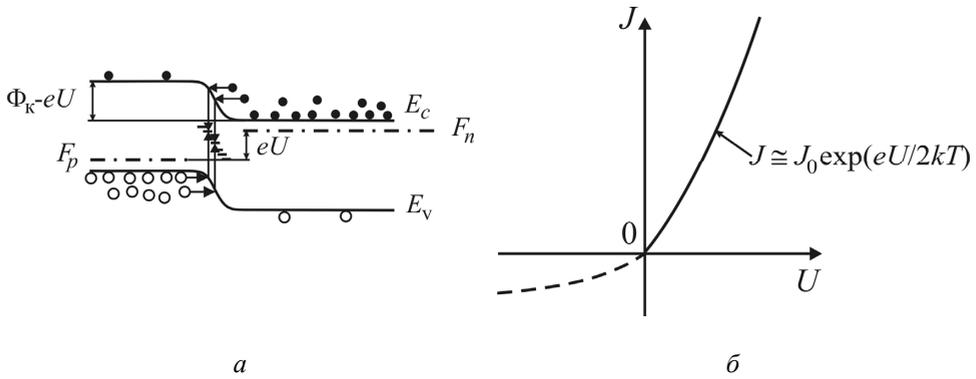


Рис. 4.10. Схема протекания прямого рекомбинационного тока в p - n -переходе (а) и его вольт-амперная характеристика (б). Выделена прямая ветвь

Из формулы (4.31) видно, что рекомбинационный ток тем больше, чем больше концентрация рекомбинационных центров, их сечение захвата и ширина ОПЗ. С увеличением напряжения рекомбинационный ток растет медленнее, чем инжекционный.

При обратном смещении p - n -перехода центры рекомбинации становятся центрами генерации электронно-дырочных пар внутри ОПЗ, что приводит к появлению дополнительной, *генерационной* компоненты обратного тока (рис. 4.11):

$$J_{\text{ген}} \approx \frac{en_i d(U)}{2\tau_0}. \quad (4.32)$$

В отличие от диффузионного тока (тока экстракции), ограниченного значением I_s , генерационный ток возрастает с напряжением пропорционально ширине области пространственного заряда $d(U)$.

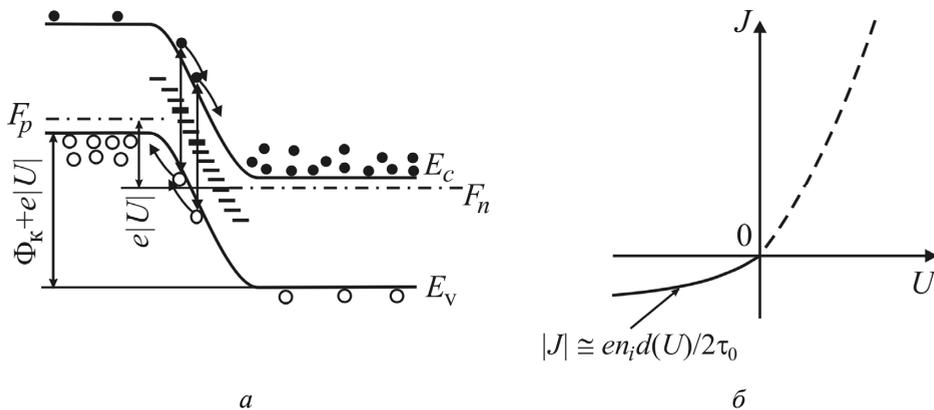


Рис. 4.11. Схема протекания обратного генерационного тока в p - n -переходе (а) и его вольт-амперная характеристика (б). Выделена обратная ветвь

4.6. Туннелирование в p - n -переходах

В p - n -переходах с сильно легированными p - и n -областями вследствие уменьшения ширины ОПЗ возможно появление компонент прямого и обратного токов, связанных с туннелированием носителей заряда через уровни внутри ОПЗ (рис. 4.12). Плотности этих *туннельных* компонент тока возрастают с увеличением концентраций легирующих примесей N_a , N_d и концентрации центров рекомбинации в ОПЗ N_t .

Так, в случае, когда электрон и дырка с приблизительно равными эффективными массами одновременно туннелируют в ОПЗ с последующим захватом на центр рекомбинации (рис. 4.12, *a*), выражение для плотности прямого туннельного тока имеет вид [5]

$$J_{\text{тун}} \cong \frac{e\gamma_n N_t}{32\pi d_1^2 (U_k - U)} \cdot \exp\left[-\frac{2e^{1/2}(m_n^*)^{1/2} d_1 (U_k - U)}{3\hbar}\right] = J_{0T} \exp(\alpha U), \quad (4.33)$$

где γ_n – коэффициент захвата электрона центром рекомбинации; N_t – концентрация этих центров в области пространственного заряда;

$d_1 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(N_a + N_d)}{eN_aN_d}}$. Из формулы (4.33) видно, что $J_{\text{тун}}$ экспоненциально зависит от напряжения U , при этом в отличие от выражений (4.27) и (4.31) коэффициент α в показателе экспоненты не зависит от температуры.

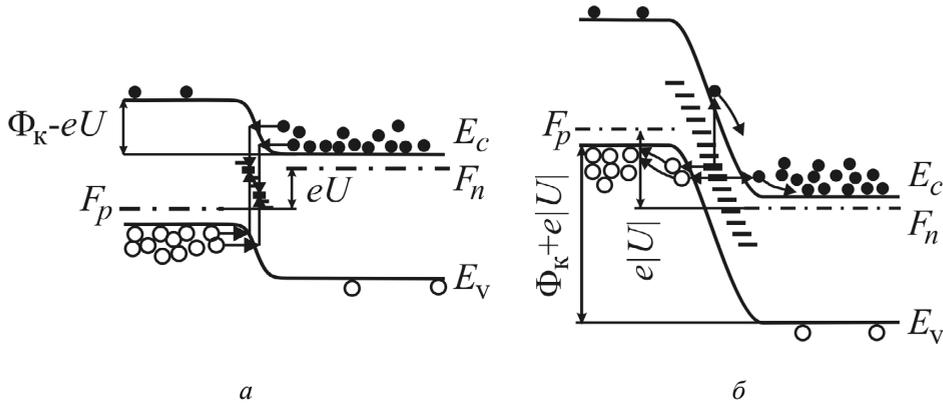


Рис. 4.12. Прямой (*a*) и обратный (*б*) туннельные токи с участием уровней внутри области пространственного заряда p - n -перехода

Для плотности обратного тока в том случае, когда он ограничивается туннелированием электрона с глубокого уровня в зону проводимости (см. рис. 4.12, *б*), было получено выражение [6]:

$$J_{\text{обр}}^{\text{тун}} = \frac{e^2 N_t \mathcal{E} d}{4\sqrt{2m_n^*} (E_c - E_t)^{1/2}} \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m_n^*} (E_c - E_t)^{3/2}}{3e\hbar\mathcal{E}}\right]. \quad (4.34)$$

Здесь \mathcal{E} – средняя напряженность электрического поля в ОПЗ, E_t – положение глубокого уровня, так что разность $(E_c - E_t)$ – задает высоту барьера для туннелирования.

В узкозонном полупроводнике при обратном смещении может преобладать межзонный туннельный ток без участия промежуточных центров. При этом плотность обратного тока описывается формулой [2]:

$$J_{\text{обр}}^{\text{тун}} \cong \frac{e^3 \sqrt{2m_n^*} \mathcal{E} U}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp\left[-\frac{4\sqrt{2m_n^*} E_g^{3/2}}{3e\hbar\mathcal{E}}\right]. \quad (4.35)$$

В данном случае высота барьера для туннелирования равна ширине запрещенной зоны E_g .

4.7. Проводимость p – n -перехода при переменном напряжении

Рассмотрим проводимость диода с p – n -переходом при переменном напряжении. Пусть на диод с базой n -типа ($N_a \gg N_d$), кроме постоянного прямого смещения U , подано малое переменное напряжение с частотой ω :

$$U(t) = U + u_1 \exp(i\omega t), \quad (4.36)$$

где $u_1 \ll U$ и $u_1 \ll kT/e$.

Анализ показывает, что в этом случае наблюдается сдвиг фаз между напряжением и током через диод, т.е. переменный ток через диод содержит активную и реактивную составляющие:

$$\tilde{I} = \tilde{I}_{\text{ак}} + \tilde{I}_{\text{реак}}. \quad (4.37)$$

Активная проводимость диода на переменном сигнале [1]

$$G_{p-n} = \frac{1}{R_{p-n}} = \frac{\tilde{I}_{\text{ак}}}{u_1 \exp(i\omega t)} = \frac{S_{p-n} e \mu_p p_n}{\sqrt{2} L_p} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \times \sqrt{(1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/2} + 1} \quad (4.38)$$

тем выше, чем больше постоянное смещение U , и возрастает с частотой сигнала.

Реактивная составляющая прямого тока [1]

$$\tilde{I}_{\text{реак}} = \frac{S_{p-n} e \mu_p p_n}{\sqrt{2} L_p} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \times \frac{\omega \tau_p}{\sqrt{(1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/2} + 1}} \cdot u_1 \exp\left[i\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)\right] \quad (4.39)$$

опережает напряжение по фазе на угол $\pi/2$, т.е. сопротивление диода имеет *емкостную* составляющую. Записав реактивную составляющую в виде тока через емкость

$$\tilde{I}_{\text{реак}} = C_{\text{д}} \omega \cdot u_1 \exp\left[i\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)\right], \quad (4.40)$$

можно выразить значение этой емкости $C_{\text{д}}$, которая получила название *диффузионной*:

$$C_{\text{д}} = \frac{S_{p-n} e \mu_p p_n}{\sqrt{2} L_p} \times \frac{\tau_p}{\sqrt{(1 + \omega^2 \tau_p^2)^{1/2} + 1}} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (4.41)$$

Поясним физический смысл этой емкости. Мы ранее видели, что при протекании прямого дырочного тока создается избыточная концентрация дырок в n -области, профиль которой описывается выражением (4.23). Величина положительного электрического заряда, создаваемая в базе этими дырками,

$$Q_p(U) = S_{p-n} e \int_{d_n}^{\infty} \Delta p(x) dx. \quad (4.42)$$

При этом нарушается электрическая нейтральность n -области, для восстановления которой в прилегающей к ОПЗ части должна возрасти концентрация основных носителей – электронов. Недостающее количество электронов, имеющих суммарный заряд $Q_n = -Q_p$, втягивается в базу через омический контакт к n -области. При изменении смещения на p – n -переходе изменяется величина зарядов $Q_p(U)$ и $Q_n(U)$, т.е. база диода ведет себя как емкость

$$C_{\text{д}} = \frac{dQ_p}{dU} = \left| \frac{dQ_n}{dU} \right|. \quad (4.43)$$

Из формулы (4.41) видно, что диффузионная емкость возрастает с увеличением постоянного прямого смещения на диоде. С повышением частоты ω переменного напряжения диффузионная емкость падает, т.к. чем меньше полупериод инжекции дырок, тем меньше переменный заряд \tilde{Q}_p , накапливаемый в базе диода.

С учетом сказанного выше эквивалентная схема диода с p – n -переходом для малого переменного сигнала должна включать следующие элементы (рис. 4.13,а): $R_{p-n}(U)$ – активное сопротивление диода, через которое протекает *активная* составляющая переменного тока $\tilde{I}_{\text{ак}}$; $C_{\text{д}}(U)$ – диффузионную емкость, через которую протекает *реак-*

тивная компонента $\tilde{I}_{\text{реак}}$; $C_{p-n}(U)$ – барьерную емкость p - n -перехода, через которую протекает ток смещения (ток перезарядки пространственно разделенных частей ОПЗ). Все три величины зависят от приложенного постоянного смещения U . Последовательное сопротивление R_s , через которое протекают все компоненты тока, включает сопротивления p - и n -областей диода и контактов к ним.

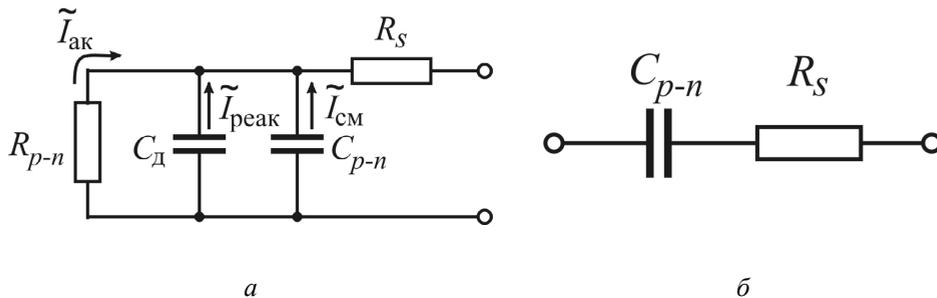


Рис. 4.13. Эквивалентные схемы p - n -перехода при прямом (а) и обратном (б) смещениях

При обратном смещении на диоде ($U < 0$) из-за отсутствия инжекции неосновных носителей исчезает диффузионная емкость, при $|U| \gg kT$ резко возрастает активное сопротивление R_{p-n} (см. выражение (4.38)), и в эквивалентной схеме остаются только 2 элемента – соединенные последовательно C_{p-n} и R_s (см. рис. 4.13, б).

Контрольные вопросы

1. Что такое p - n -переход?
2. Какими зарядами образована область пространственного заряда p - n -перехода?
3. Нарисуйте энергетические диаграммы для p - n -перехода, у которого p - и n -области являются невырожденными полупроводниками, и для перехода, у которого эти области вырождены.
4. Изобразите профили концентраций легирующих примесей, потенциальной энергии и напряженности электрического поля в резком p - n -переходе.
5. Изобразите профили концентраций легирующих примесей, потенциальной энергии и напряженности электрического поля в плавном p - n -переходе.

6. Какой вид имеют зависимости ширины и ёмкости области пространственного заряда от напряжения для ступенчатого и плавного $p-n$ -переходов?

7. Изобразите профили концентраций электронов и дырок в $p-n$ -переходе при протекании прямого диффузионного тока (тока инжекции).

8. Изобразите энергетическую диаграмму $p-n$ -перехода при протекании инжекционного тока.

9. Запишите выражение для вольт-амперной характеристики $p-n$ -перехода при протекании диффузионных токов и изобразите ВАХ.

10. Какими параметрами $p-n$ -структуры определяется отношение электронной и дырочной компонент инжекционного тока?

11. Какой вид имеет зависимость рекомбинационной составляющей прямого тока $p-n$ -перехода от напряжения?

12. Какой вид имеет зависимость генерационной составляющей обратного тока $p-n$ -перехода от напряжения?

13. В каких $p-n$ -переходах появляются туннельные компоненты тока?

14. Поясните физический смысл диффузионной ёмкости $p-n$ -перехода.

15. Нарисуйте эквивалентную схему диода с $p-n$ -переходом на переменном токе. Какой вид она будет иметь при большом обратном напряжении?

5. Гетероструктуры и их основные свойства

В настоящем разделе обсуждаются свойства гетеропереходов и возможности использования гетероструктур для создания оптоэлектронных приборов.

5.1. Понятие о гетеропереходе

Гетеропереходом называется барьерная область, возникающая при металлургическом контакте двух различных полупроводников. Непосредственно граница двух полупроводниковых материалов носит название *гетерограницы*. Гетеропереход можно получить, наращивая эпитаксиальный слой твердого раствора на монокристаллическую подложку из элементарного полупроводника или двойного полупроводникового соединения, либо между двумя слоями твердого раствора, имеющими различный состав. Кристалл полупроводника, содержащий один или несколько гетеропереходов, называется *гетероструктурой*.

Развитие технологии тройных твердых растворов (в первую очередь – $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$), а затем и четырехкомпонентных ($\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$) привело к созданию гетеропереходов с низкой концентрацией структурных дефектов в области гетерограницы. Получение таких гетеропереходов со свойствами, близкими к свойствам идеального гетероперехода, позволило резко улучшить параметры известных полупроводниковых приборов и открыло огромные возможности для создания приборов на новых физических принципах [1–7].

Если гетеропереход образован полупроводниками, обладающими проводимостью различного типа, то он называется *анизотипным* (p - N - или P - n -гетеропереходы). Гетеропереход между полупроводниками одного типа проводимости называется *изотипным* гетеропереходом (n - N - или p - P -гетеропереходы).

В зависимости от протяженности переходной области (области изменения состава) гетеропереходы подразделяются на резкие и плавные. В *резком* гетеропереходе состав полупроводника изменяется «скачком» – на расстоянии порядка расстояния между соседними атомами в кристалле. В *плавном* гетеропереходе изменение состава полупроводника (и соответственно ширины запрещенной зоны) происходит постепенно – на расстоянии, сравнимом с шириной области пространственного заряда гетероперехода.

Рассмотрим резкий анизотипный p - N -гетеропереход, образованный в результате контакта узкозонного полупроводника p -типа с широкозонным полупроводником N -типа (рис. 5.1, a , $б$). (В литературе при обозначении гетероперехода заглавными буквами N или P принято обозначать тип проводимости более широкозонного полупроводника.) В состоянии электронного равновесия (при отсутствии внешнего смещения) уровни Ферми обоих полупроводников должны совпадать. Напомним, что работа χ , которую необходимо совершить для перевода электрона с уровня Ферми на уровень покоящегося электрона «в вакууме» (т.е. электрона, находящегося вне полупроводника за пределами области действия сил изображения), называется *термодинамической работой выхода электрона из полупроводника*.

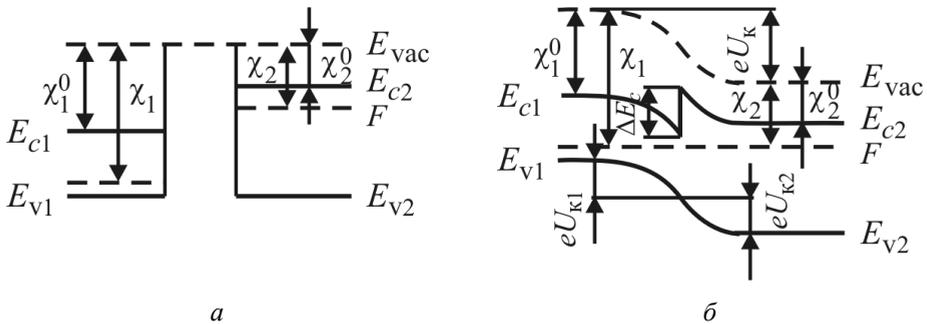


Рис. 5.1. Построение энергетической диаграммы анизотипного p - N -гетероперехода в модели Андерсона [4]

С учетом этого полное изменение eU_k потенциальной энергии электрона в электростатическом поле при перемещении из полупроводника N -типа (2) в полупроводник p -типа (1) (т.е. изменение «уровня E_{vac} электрона в вакууме») должно удовлетворять соотношению

$$eU_k = \chi_1 - \chi_2, \quad (5.1)$$

где χ_1 и χ_2 – термодинамические работы выхода электрона из полупроводников 1 и 2. Однако конкретный характер зависимости E_{vac} от координаты z вблизи гетерограницы не определяется однозначно величинами χ_1 и χ_2 без дополнительных предположений.

5.2. Модели гетеропереходов

5.2.1. Модель Андерсона для резкого гетероперехода.

Правило электронного сродства

Р. Андерсоном была предложена энергетическая диаграмма идеализированного резкого гетероперехода, в котором:

- изменение параметров полупроводника происходит на гетерогранице скачком;
- отсутствуют локализованные на гетерогранице дополнительные электронные состояния;
- вблизи гетерограницы не образуются электрические диполи атомарного масштаба.

В этом случае формирование области пространственного заряда определяется соотношением работ выхода электронов из полупроводников, образующих гетеропереход [1–3]. Энергетическая диаграмма идеального анизотипного p - N -гетероперехода представлена на рис. 5.2. Схема ее построения изображена на рис. 5.1, а, б.

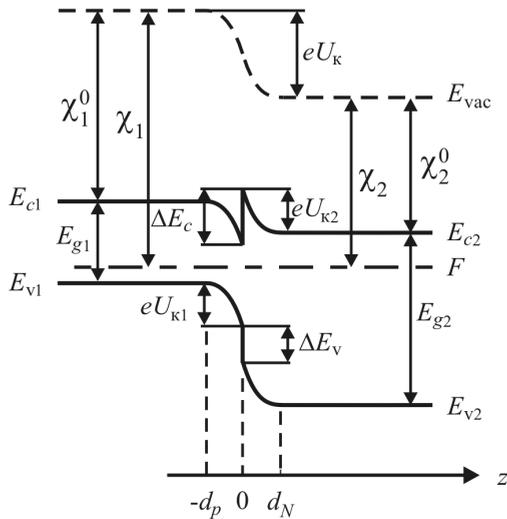


Рис. 5.2. Энергетическая диаграмма резкого p - N -гетероперехода в модели Андерсона

Из-за различия ширины запрещенной зоны полупроводников 1 и 2 края разрешенных зон на гетерогранице изменяются скачками. Как видно из рис. 5.2, величина скачка дна зоны проводимости равна

$$\Delta E_c = \chi_1^0 - \chi_2^0. \quad (5.2)$$

В модели Андерсона предполагается, что χ_1^0 и χ_2^0 – обычные энергии электронного сродства, необходимые для удаления электрона со дна зоны проводимости полупроводников 1 и 2 на уровень вакуума (т.е. на расстояние от поверхности полупроводника, большее радиуса действия сил изображения). Соотношение (5.2) получило название *правила электронного сродства*. Значения энергий электронного сродства в некоторых полупроводниках приведены в приложении 1.

Величина скачка потолка валентной зоны на гетерогранице определяется выражением

$$\Delta E_v = E_{g2} - E_{g1} - \Delta E_c. \quad (5.3)$$

Как следует из выражений (5.2) и (5.3), величины скачков ΔE_c и ΔE_v в модели Андерсона не зависят от уровня легирования p - и N -областей до тех пор, пока от легирования не зависят энергия электронного сродства и ширина запрещенной зоны.

Отношение равновесных изгибов энергетических зон в p - и N -полупроводниках в идеализированной модели гетероперехода определяется уровнями легирования и диэлектрическими проницаемостями его N - и p - областей [1, 2]:

$$\frac{U_{к1}}{U_{к2}} = \frac{\varepsilon_2 N_{d2}}{\varepsilon_1 N_{a1}}. \quad (5.4)$$

При этом

$$U_{к1} + U_{к2} = U_k. \quad (5.5)$$

Недостатком модели Андерсона является то, что в ней для построения энергетической диаграммы гетероперехода используются только параметры контактирующих полупроводников и не учитываются специфические свойства самой гетерограницы. Кроме того, для расчетов ΔE_c и ΔE_v используются экспериментальные значения энергий электронного сродства χ_1^0 и χ_2^0 , измеренные на границах раздела полупроводник–вакуум. Такие значения не являются характеристикой объемных свойств полупроводника, а зависят также от эффектов, связанных с возникновением приповерхностного заряженного слоя, свойства которого, в свою очередь, определяются качеством поверхности и даже при наличии совершенной поверхности – ее кристаллографической ориентацией.

Следствием этого является расхождение значений ΔE_c и ΔE_v , рассчитываемых по формулам (5.2) и (5.3), с экспериментальными данными.

На энергетической диаграмме гетероперехода, изображенной на рис. 5.2, запрещенные зоны контактирующих полупроводников на гетерогранице полностью перекрываются. В этом случае значения скачков краев разрешенных зон ΔE_c и ΔE_v , рассчитываемые с помощью выражений (5.2) и (5.3), имеют одинаковый знак (в данном случае положительны). Такие гетеропереходы получили название *гетеропереходов I типа*, или *контравариантных* гетеропереходов.

Существуют гетеропереходы, у которых значения скачков ΔE_c и ΔE_v имеют разные знаки. В этом случае перекрытие запрещенных зон на гетерогранице является частичным (рис. 5.3, а).

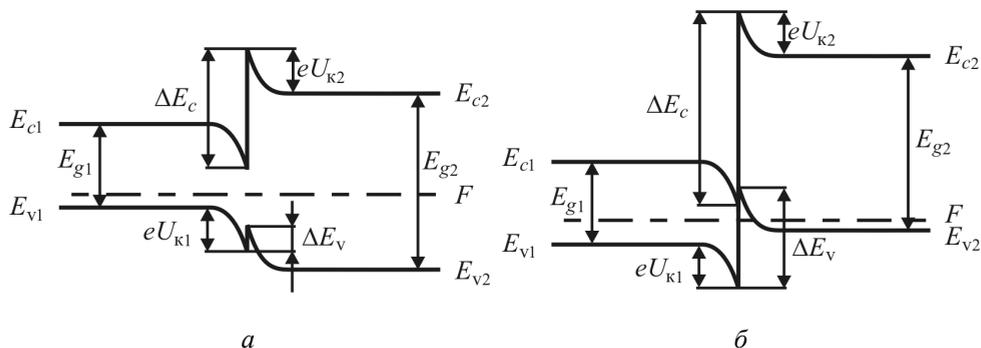


Рис. 5.3. Энергетические диаграммы гетероперехода II типа (а) и разъединенного гетероперехода (б)

Такие гетеропереходы называются *гетеропереходами II типа*, или *ковариантными*. При большой величине скачка ΔE_c у гетеропереходов II типа перекрытие запрещенных зон на гетерогранице может полностью отсутствовать (рис. 5.3, б). К таким гетеропереходам, получившим название *разъединенных гетеропереходов*, относятся, например, гетеропереходы InAs/GaSb, у которых дно зоны проводимости более узкозонного полупроводника InAs на гетерогранице лежит ниже потолка валентной зоны более широкозонного полупроводника GaSb.

В дальнейшем основные свойства гетеропереходов будут обсуждаться на примере гетеропереходов I типа.

5.2.2. Модель с электронными состояниями, локализованными у гетерограницы. Связь с уровнями локальной электронейтральности

По современным представлениям у поверхности полупроводника существуют локализованные электронные состояния, проникающие в

полупроводник на глубину порядка десятых долей нм. Причиной появления таких локализованных состояний является резкое нарушение периодичности расположения атомов в результате обрыва кристаллической решетки.

Перераспределение носителей заряда между этими поверхностными состояниями и прилегающим объемом полупроводника приводит к образованию в полупроводнике области пространственного заряда, приповерхностному изгибу энергетических зон и «закреплению» уровня Ферми на поверхности [4, 5]. В полупроводниках с преимущественно ковалентным типом химической связи (к которым относятся и полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^V$) поверхностный уровень Ферми закрепляется в определенной части запрещенной зоны – вблизи так называемого уровня локальной электронейтральности в полупроводнике [8, 9].

Уровень локальной электронейтральности E_{LNL} является характеристикой данного полупроводника, и его положение определяется параметрами объемного энергетического спектра полупроводника. Рассчитанное для ряда полупроводников положение уровня E_{LNL} относительно дна зоны проводимости [9] представлено в приложении 2.

При нанесении слоя металла на свободную поверхность полупроводника и образовании барьера Шоттки величина имевшегося изгиба энергетических зон почти не изменяется. Для подтверждения этого в приложении 2 приведены также типичные значения высоты барьера Шоттки Φ_b , измеренные в контактах Au и Al с полупроводниками *n*-типа.

При образовании резкого гетероперехода вблизи гетерограницы, где нарушается периодичность потенциала кристаллической решетки, возникают локальные электронные состояния (аналогичные рассмотренным выше поверхностным состояниям) с уровнями в запрещенной зоне одного или обоих полупроводников. При этом положение уровня Ферми вблизи гетерограницы оказывается близким к положениям уровней локальной электронейтральности каждого из контактирующих полупроводников.

В соответствии с данными представлениями гетеропереход можно рассматривать как соединение двух полупроводников (или барьеров Шоттки), у которых уже сформированы области пространственного заряда и существуют приповерхностные изгибы зон еще до контакта (рис. 5.4, *а*, *б*) [4].

В этом случае величину скачка дна зоны проводимости в гетеропереходе можно оценить как разность расчетных уровней локальной электронейтральности в исходных полупроводниках:

$$\Delta E_c = (E_c - E_{LNL})_2 - (E_c - E_{LNL})_1 \quad (5.6)$$

или как разность экспериментальных высот барьеров Шоттки для электронов в них

$$\Delta E_c = \Phi_{\delta 2} - \Phi_{\delta 1}. \quad (5.7)$$

Величина ΔE_v при этом по-прежнему выражается формулой (5.3).

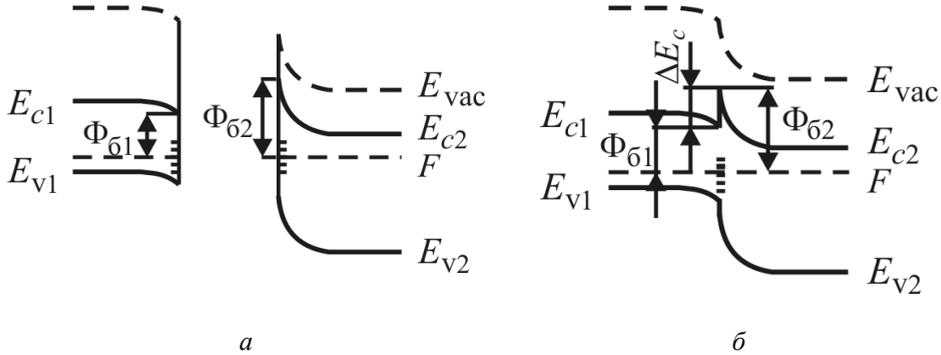


Рис. 5.4. Построение энергетической диаграммы анизотипного p - N -гетероперехода при наличии локальных состояний у границ полупроводников [4]

5.2.3. Влияние на энергетическую диаграмму гетероперехода пограничных электрических диполей и монополярного заряженного слоя на гетерогранице

При образовании гетероперехода может происходить перераспределение электронов между поверхностными состояниями обоих полупроводников (например, в результате поляризации химических связей между атомами срачиваемых полупроводников). Возможно также проникновение атомов одного полупроводника в другой через гетерограницу. В результате на гетерогранице возникают электрические диполи, имеющие микроскопические (атомарные) размеры [4, 5, 8].

Энергетическая диаграмма p - N -гетероперехода при наличии атомарных диполей на гетерогранице приведена на рис. 5.5, *a* [4]. Под влиянием электрического поля диполей уровень вакуума E_{vac} и края разрешенных зон искривляются на величину Δ . Фактически это приводит к изменению величин скачков ΔE_c и ΔE_v . Изменяются изгибы зон $U_{к1}$ и $U_{к2}$ в полупроводниках, и вместо соотношения (5.5) следует записать

$$U_{к1} + U_{к2} - \frac{\Delta}{e} = U_{к}, \quad (5.8)$$

где величина $U_{к}$ по-прежнему определяется формулой (5.1).

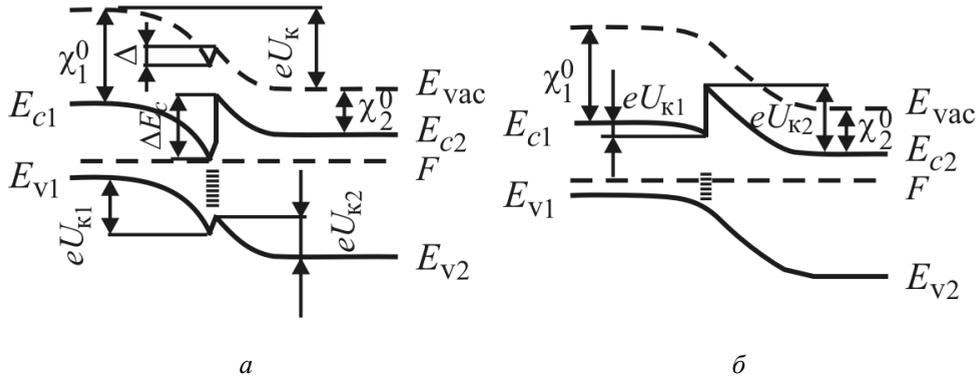


Рис. 5.5. Энергетические диаграммы анизотипных p - N -гетеропереходов при образовании пограничных диполей (*а*) и при наличии монополярного заряженного слоя у гетерограницы (*б*) [4]

Причиной появления высокой плотности электронных состояний в запрещенной зоне, локализованных на гетерогранице, может быть несоответствие периодов решетки a_1 и a_2 компонентов гетероперехода. При значительной величине несоответствия $|\Delta a| = |a_2 - a_1|$ у гетерограницы возникают упругие механические напряжения, происходит пластическая деформация кристалла и образуются линейные кристаллические дефекты – дислокации несоответствия. Вдоль гетерограницы и вдоль осей дислокаций имеются области сжатия и растяжения полупроводника, в которых способны накапливаться собственные точечные дефекты (вакансии, межузельные атомы) и атомы примесей. Эти дефекты, обладая способностью захватывать или отдавать носители заряда, создают на гетерогранице монополярный заряженный слой [1, 2, 4, 5, 8].

Если, например, на гетерогранице локализируются дефекты акцепторного типа, энергетические уровни которых располагаются ниже уровня Ферми, то в рассматриваемом p - N -гетеропереходе отрицательный заряд будет сосредоточен не только в области пространственного заряда полупроводника 1, но и на гетерогранице. В то же время положительный заряд будет расположен лишь в полупроводнике 2. В результате изгиб энергетических зон в полупроводнике 1 (т.е. $U_{к1}$) уменьшится, а в полупроводнике 2 ($U_{к2}$) возрастет (т.к. $U_{к1} + U_{к2} = U_{к}$). Величины скачков ΔE_c и ΔE_v сохранятся (см. рис. 5.5, б).

5.2.4. Плавный гетеропереход

При изготовлении гетероперехода можно сформировать преднамеренно или получить случайно промежуточный слой переменного химического состава. В таком плавном гетеропереходе вместо резкого скачка на гетерогранице ширина запрещенной зоны E_g и величина электронного сродства χ^0 будут плавно изменяться на толщине δ промежуточного слоя (рис. 5.6) [2–5].

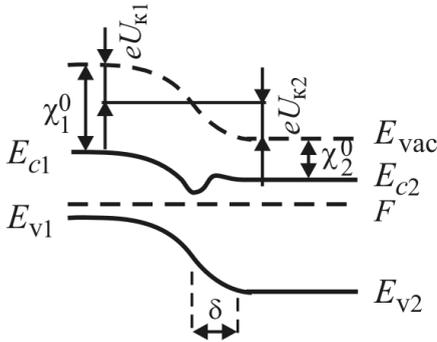


Рис. 5.6. Энергетическая диаграмма анизотипного p - N -гетероперехода с промежуточным слоем переменного состава [4]

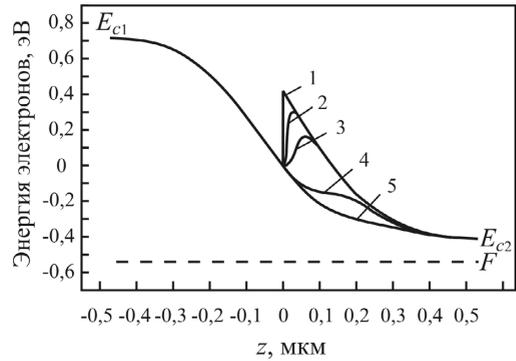


Рис. 5.7. Форма дна зоны проводимости в гетеропереходе p - GaAs/N - $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ при различной толщине области переменного состава (расчет) [5]; δ , нм: 0 (1), 10 (2), 30 (3), 100 (4), 150 (5)

Полная величина изгиба зон, связанная с существованием электростатического поля, как и прежде, будет определяться соотношением (5.1), но формы барьеров для электронов и дырок изменятся. На рис. 5.7 показано, как рассчитанная форма края зоны проводимости в анизотипном гетеропереходе p - GaAs/N - $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ зависит от толщины δ переходного слоя твердого раствора N - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ переменного состава [5]. В случае резкого гетероперехода ($\delta \rightarrow 0$) скачок дна зоны проводимости $\Delta E_c \cong 0,45$ эВ. При $\delta > 150$ нм пик дна зоны проводимости практически исчезает.

5.3. Протекание тока в гетеропереходах

5.3.1. Ток в идеальном резком гетеропереходе

В идеальном резком гетеропереходе, в котором отсутствуют дополнительные электронные состояния на гетерогранице и не имеет места туннелирование носителей заряда сквозь «пичок» края разрешенной зоны, протекание прямого тока осуществляется за счет теплового преодоления носителями заряда энергетических барьеров, высота которых зависит от приложенного прямого смещения.

Для p - N -гетероперехода, равновесная энергетическая диаграмма которого изображена на рис. 5.2, величины напряжений U_1 и U_2 , приложенных к узкозонной и широкозонной барьерным областям, зависят от соотношения уровней легирования областей гетероперехода:

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\varepsilon_2 N_{d2}}{\varepsilon_1 N_{a1}}. \quad (5.9)$$

Сумма этих напряжений равна внешнему напряжению на гетеропереходе: $U_1 + U_2 = U$.

В рамках диффузионной модели, аналогичной рассмотренной для p - n -перехода (см. подраздел 4.4.), прямой ток p - N -гетероперехода будет обусловлен переходом электронов из N -области через гетерограницу и диффузией их в p -области, а также переходом дырок из p - в N -область и диффузией в ней. В этом случае вольт-амперная характеристика гетероперехода описывается выражением, аналогичным формуле (4.27) [5]:

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (5.10)$$

где предэкспоненциальный множитель равен

$$J_s = \frac{eD_{p2}p_N}{L_{p2}} + \frac{eD_{n1}n_p}{L_{n1}} \cong \frac{eD_{p2}n_{i2}^2}{L_{p2}N_{d2}} + \frac{eD_{n1}n_{i1}^2}{L_{n1}N_{a1}}. \quad (5.11)$$

В выражении (5.11) индекс «1» относится к полупроводнику p -типа, индекс «2» – к N -полупроводнику. Из выражения следует, что относительные вклады дырочной и электронной компонент в прямой ток гетероперехода зависят не только от концентраций доноров и акцепторов, но и от ширины запрещенной зоны каждого компонента гетероперехода, определяющей значение собственной концентрации n_i .

Следует отметить, что формула (5.10) плохо описывает экспериментальные зависимости тока в реальных гетеропереходах от напряжения и температуры.

5.3.2. Влияние граничных электронных состояний на вольт-амперную характеристику гетероперехода

Многие из локальных уровней, существующих у гетерограницы, могут являться рекомбинационными. Образование рекомбинационных центров, создающих такие уровни, приводит к появлению, наряду с инжекционными, рекомбинационных составляющих прямого тока. Возможные механизмы протекания тока с участием промежуточных рекомбинационных уровней на гетерогранице схематически показаны на рис. 5.8 [1, 2, 5].

При прямом смещении на гетеропереходе свободные электроны могут захватываться на рекомбинационные уровни в результате одного из следующих процессов:

- а) тепловое преодоление потенциального барьера высотой $e(U_{к2} - U_2)$ (процесс 1);
- б) туннелирование сквозь «пичок» дна зоны проводимости (процесс 2).

Аналогичные тепловой и туннельный механизмы могут иметь место при последующем захвате дырок на рекомбинационные уровни (процессы 3 и 4 на рис. 5.8).

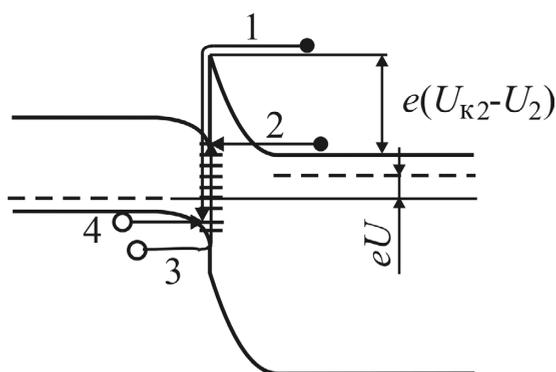


Рис. 5.8. Термически активированные (1, 3) и туннельные (2, 4) процессы захвата носителей заряда состояниями на гетерогранице при прямом смещении гетероперехода

В зависимости от типа рекомбинационных центров, толщины областей пространственного заряда и величины приложенного внешнего смещения вольт-амперная характеристика может определяться различными комбинациями процессов 1, 2 и 3, 4.

Так, если прямой ток ограничивается туннелированием через «пичок» зоны проводимости широкозонной n -области (процесс 2 на рис. 5.8), то плотность тока будет описываться выражением [1, 5]:

$$J \sim N_t \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m_n^*}(\Delta E_0)^{3/2}}{3e\hbar\mathcal{E}_0} \right] \sim N_t \exp \left[-\frac{4\sqrt{2m_n^*\epsilon_2\epsilon_0}(U_{k2} - U_2)}{3\hbar\sqrt{2N_{d2}}} \right] \sim (5.12) \\ \sim N_t \exp(\alpha U),$$

где N_t – концентрация туннельно-рекомбинационных центров; $\Delta E_0 = e(U_{k2} - U_2)$ – высота барьера для туннелирования; \mathcal{E}_0 – максимальная напряженность поля в нем. Видно, что плотность тока экспоненциально зависит от напряжения на гетеропереходе, при этом коэффициент α слабо зависит от температуры (через U_{k2}).

При обратном смещении гетероперехода локальные центры становятся эффективными центрами генерации носителей заряда, и величина обратного тока гетероперехода в значительной мере будет определяться процессами термической или туннельной генерации электронно-дырочных пар у гетерограницы – внутри области пространственного заряда гетероперехода.

Для уменьшения «избыточных» – рекомбинационной и генерационной – составляющих тока через гетеропереход необходимо снижение концентрации локальных центров вблизи гетерограницы. Одним из условий этого является близость периодов решетки полупроводников – компонентов гетероперехода.

Примеры вольт-амперных характеристик реальных гетеропереходов приведены на рис. 5.9–5.11. На рис. 5.9 показаны прямые ветви ВАХ гетероперехода P -Si/ n -Ge при различных температурах. Вследствие большого несоответствия периодов решетки Si и Ge для этого гетероперехода характерна высокая плотность электронных состояний на гетерогранице. В результате этого при плотностях тока выше 10^{-2} – 10^{-1} А/см² преобладает туннельный ток с участием граничных состояний и наклон вольт-амперной характеристики практически не зависит от температуры (см. выражение (5.12)) [1, 2]. При низких значениях плотности тока основным током становится ток рекомбинации с участием уровней в области пространственного заряда и наклон ВАХ начинает зависеть от температуры (см. формулу (4.31)).

На рис. 5.10 изображены прямые вольт-амперные характеристики гетероперехода $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/n\text{-GaAs}$ для различных температур [10]. Близость периодов решетки компонентов гетероперехода (см. п. 6.4.3.) приводит к низкой плотности электронных состояний на гетерогранице, уменьшению туннельных составляющих тока; начинают преобладать рекомбинационный и инжекционный токи, для которых справедливо выражение

$$I_{\text{инж(рек)}} \sim \exp\left(\frac{eU}{nkT}\right), \quad (5.13)$$

где коэффициент n равен 1 для инжекционного и 2 – для рекомбинационного токов. Для наглядности на рис. 5.10 штриховые кривые характеризуют наклоны вольт-амперных характеристик для инжекционного (кривая 1) и рекомбинационного (кривая 2) токов при 300 К. Видно, что при токах выше 10^{-3} А на экспериментальной ВАХ проявляется вклад инжекционной компоненты.

Авторами работы [11] было показано, что в гетеропереходах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ компонента прямого тока с $n = 2$ может быть связана не только с рекомбинацией на уровнях внутри области пространственного заряда, но и с рекомбинацией дырок и электронов на периферийной поверхности гетероструктуры.

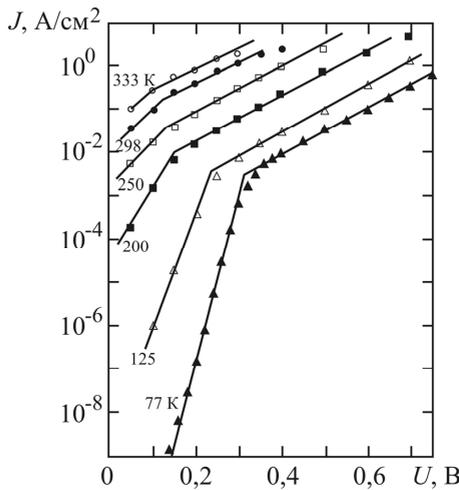


Рис. 5.9. Прямые ветви вольт-амперных характеристик гетероперехода $P\text{-Si}/n\text{-Ge}$ при различных температурах [1, 2]

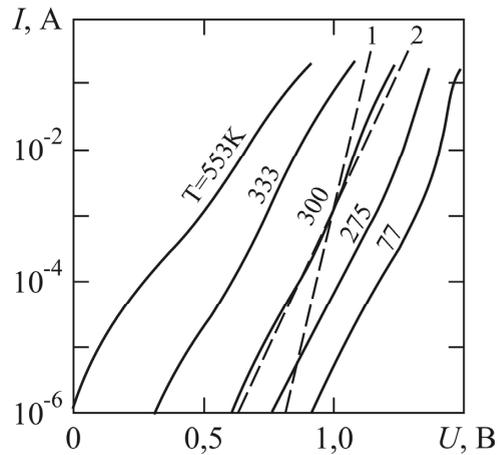


Рис. 5.10. Прямые ветви вольт-амперных характеристик гетероперехода $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/n\text{-GaAs}$ при различных температурах [10]. Штриховые линии характеризуют наклоны ВАХ для диффузионной (1) и рекомбинационной (2) компонент тока при 300 К

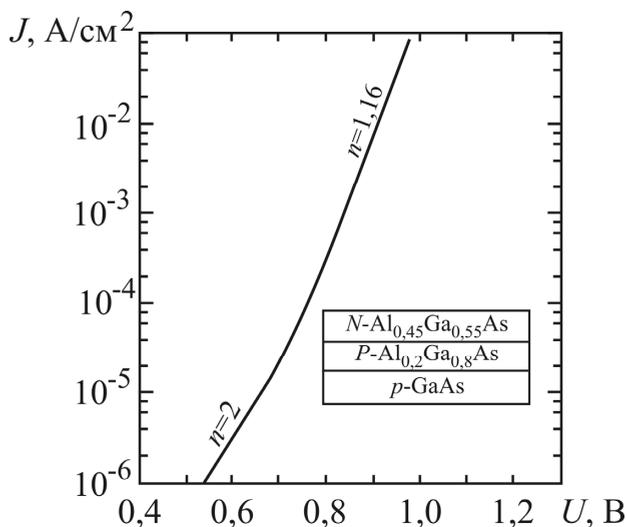


Рис. 5.11. Вольт-амперная характеристика трехслойной гетероструктуры $p-GaAs/P-Al_{0,2}Ga_{0,8}As/N-Al_{0,45}Ga_{0,55}As$ с промежуточным слоем $P-Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ толщиной 100 нм. $T = 295$ К [11]

Уменьшить вклад этой компоненты можно, включив в состав гетероструктуры тонкий промежуточный слой полупроводника с шириной запрещенной зоны больше, чем у узкозонного компонента гетероперехода (в данном случае – GaAs). Строение такой гетероструктуры показано на вставке рис. 5.11. Добавление промежуточного слоя твердого раствора $P-Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ толщиной 100 нм привело к подавлению тока поверхностной рекомбинации и увеличению протяженности участка ВАХ с преобладанием инжекционного тока (участок с $n = 1,16$ на рис. 5.11).

5.4. Основные свойства гетероструктур

В данном подразделе рассматриваются основные свойства идеальных гетероструктур, в частности, предполагается, что основной компонентой прямого тока в них является инжекционная компонента.

5.4.1. Односторонняя инжекция в гетеропереходе

В светодиодах, инжекционных лазерах используется способность анизотипного гетероперехода обеспечивать одностороннюю инжекцию

носителей заряда в узкозонную область (базу), даже при более низком уровне легирования широкозонной области (эмиттера). Эта способность связана с различной высотой потенциальных барьеров для электронов и дырок в гетеропереходе [1–3, 6].

Чтобы показать это, рассмотрим упрощенную модель анизотипного p - N -гетероперехода, в котором «пичок» дна зоны проводимости не влияет на распределение электронов, диффундирующих от гетерограницы вглубь p -области (рис. 5.12).

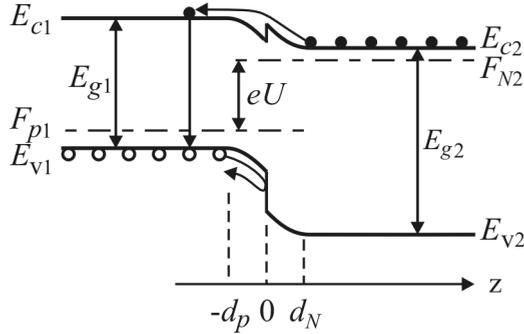


Рис. 5.12. Односторонняя инжекция в p - N -гетеропереходе

Тогда при прямом смещении на гетеропереходе неравновесную концентрацию электронов на границе области пространственного заряда с p -областью (в точке $z = -d_p$) можно записать

$$n(-d_p) = n_{p0} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \cong \frac{n_{i1}^2}{N_{a1}} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) = \frac{N_{c1} N_{v1}}{N_{a1}} \exp\left(-\frac{E_{g1}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eU}{kT}\right), \quad (5.14)$$

где n_{p0} – равновесная концентрация электронов в p -области; n_{i1} – собственная концентрация в узкозонном полупроводнике; N_{c1} и N_{v1} – эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне узкозонного полупроводника.

При полуограниченной p -области плотность электронной составляющей прямого диффузионного тока будет равна

$$\begin{aligned} J_n &= eD_{n1} \left. \frac{dn}{dz} \right|_{z=-d_p} = \frac{eD_{n1} [n(-d_p) - n_{p0}]}{L_{n1}} \cong \\ &\cong \frac{eD_{n1}}{L_{n1}} \frac{N_{c1} N_{v1}}{N_{a1}} \exp\left(-\frac{E_{g1}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (5.15)$$

где $L_{n1} = \sqrt{D_{n1} \tau_{n1}}$ – диффузионная длина электронов в p -области.

По аналогии с выражением (5.14) неравновесная концентрация дырок на границе ОПЗ с N -областью (в точке $z = d_N$) равна

$$p(d_N) = p_{N0} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \cong \frac{n_{i2}^2}{N_{d2}} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) = \frac{N_{c2}N_{v2}}{N_{d2}} \exp\left(-\frac{E_{g2}}{kT}\right) \exp\left(\frac{eU}{kT}\right), \quad (5.16)$$

где все параметры относятся к широкозонному полупроводнику. Эта концентрация обеспечивает плотность диффузионного тока дырок:

$$\begin{aligned} J_p &= -eD_{p2} \left. \frac{dp}{dz} \right|_{z=d_N} = \frac{eD_{p2} [p(d_N) - p_{N0}]}{L_{p2}} \cong \\ &\cong \frac{eD_{p2}}{L_{p2}} \frac{N_{c2}N_{v2}}{N_{d2}} \exp\left(-\frac{E_{g2}}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \end{aligned} \quad (5.17)$$

где D_{p2} и L_{p2} – коэффициент диффузии и диффузионная длина дырок в широкозонной N -области гетероструктуры.

Отношение электронной и дырочной составляющих прямого тока через гетеропереход равно

$$\frac{J_n}{J_p} \cong \frac{D_{n1}L_{p2}}{D_{p2}L_{n1}} \frac{N_{c1}N_{v1}N_{d2}}{N_{c2}N_{v2}N_{a1}} \exp\left(\frac{E_{g2} - E_{g1}}{kT}\right). \quad (5.18)$$

При достаточно большой разнице в ширине запрещенных зон: $\Delta E_g = E_{g2} - E_{g1} \gg kT$ отношение J_n/J_p может оказаться существенно больше 1 даже при $N_{d2} < N_{a1}$. Таким образом, в анизотипном гетеропереходе может быть достигнута односторонняя инжекция носителей заряда даже при сравнимых уровнях легирования узкозонной и широкозонной областей (см. рис. 5.12).

5.4.2. Суперинжекция

Термин «суперинжекция» характеризует способность гетероперехода создавать в узкозонном материале концентрацию неравновесных неосновных носителей заряда, превышающую концентрацию основных носителей в широкозонном эмиттере, из которого осуществляется инжекция (рис. 5.13) [3, 7].

Будем считать (как это предполагается в теории обычного p - n -перехода), что при прямом смещении гетероперехода концентрация электронов на границе ОПЗ с p -областью характеризуется равновесным уровнем Ферми F_{N0} в N -области и равна

$$n(-d_p) = N_{c1} \exp\left(-\frac{E_{c1} - F_{N0}}{kT}\right). \quad (5.19)$$

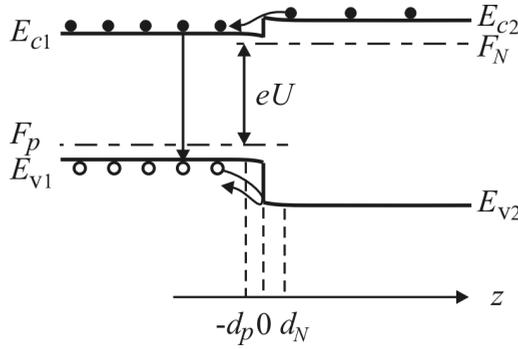


Рис. 5.13. Суперинжекция в p - N -гетеропереходе

С учетом равновесной концентрации электронов в N -области

$$n_{N0} = N_{c2} \exp\left(-\frac{E_{c2} - F_{N0}}{kT}\right) \quad (5.20)$$

можно рассчитать отношение

$$\frac{n(-d_p)}{n_{N0}} = \frac{N_{c1}}{N_{c2}} \exp\left(-\frac{E_{c1} - E_{c2}}{kT}\right) =$$

(которое с привлечением изгибов энергетических зон в полупроводниках выражается следующим образом)

$$\begin{aligned} &= \frac{N_{c1}}{N_{c2}} \exp\left[-\frac{e(U_{k1} - U_1) + e(U_{k2} - U_2) - \Delta E_c}{kT}\right] = \\ &= \frac{N_{c1}}{N_{c2}} \exp\left[-\frac{e(U_k - U) - \Delta E_c}{kT}\right]. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Из выражения (5.21) следует, что при прямом смещении $U > U_k - \Delta E_c/e$ концентрация электронов в узкозонной p -области может превысить их концентрацию в широкозонном N -эмиттере (если $N_{c1} \approx N_{c2}$).

Этот эффект используется в светодиодах и инжекционных лазерах.

5.4.3. Локализация избыточных носителей заряда в двойной гетероструктуре

Использование гетероструктуры типа P - n - N или P - p - N с двумя гетеропереходами позволяет ограничить область рекомбинации инжектированных носителей за счет создания для них встречного энерге-

тического барьера [3, 6, 7]. Такая двойная гетероструктура (ДГС), представляющая собой слой узкозонного полупроводника p -типа, заключенный между двумя слоями P - и N -типов широкозонного полупроводника, показана на рис. 5.14.

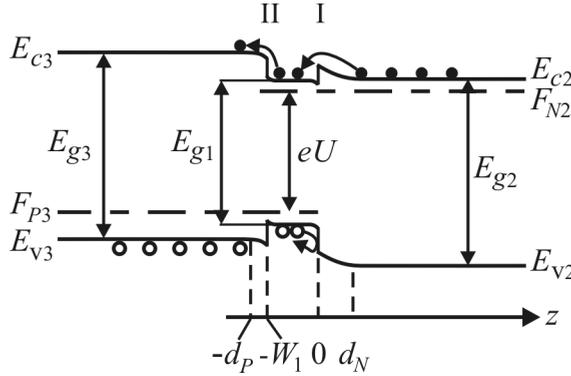


Рис. 5.14. Локализация избыточных носителей в двойной гетероструктуре

Цифрами I и II обозначены, соответственно, анизотипный p - N - и изотипный P - p -гетеропереходы.

Для упрощения расчетов будем предполагать, что при протекании прямого тока тепловое квазиравновесие электронов сохраняется в области I и части области 3 до точки $z = -d_P$. Поэтому концентрация электронов в этой точке равна

$$n_3(-d_P) = n_{30} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right), \quad (5.22)$$

где n_{30} – равновесная концентрация электронов в широкозонной P -области.

Тогда плотность тока, обусловленного диффузией и рекомбинацией электронов в P -области (т.е. плотность электронного тока через p - P -гетеропереход), равна

$$J_n^{\text{II}} = \frac{eD_{n3}n_{30}}{L_{n3}} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (5.23)$$

В формуле (5.23) D_{n3} и L_{n3} – коэффициент диффузии и диффузионная длина электронов в широкозонной P -области гетероструктуры.

Предположим, что область I имеет ширину $W_1 \ll L_{n1}$, в результате концентрация электронов в ней приблизительно постоянна по толщине и равна

$$n_1 = n_{10} \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \cong \text{const}(z). \quad (5.24)$$

Поэтому темп рекомбинации электронов $\Delta n_1/\tau_{n1}$ постоянен по толщине и обеспечивает плотность рекомбинационного тока

$$J_{\text{рек}} = e \frac{\Delta n_1}{\tau_{n1}} W_1 = e \frac{n_1 - n_{10}}{\tau_{n1}} W_1 = \frac{en_{10}W_1}{\tau_{n1}} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (5.25)$$

где τ_{n1} – время жизни электронов в узкозонной p -области.

Согласно выражениям (5.23) и (5.25) отношение рекомбинационной и диффузионной составляющих плотности тока равно

$$\frac{J_{\text{рек}}}{J_n^{\text{II}}} = \frac{n_{10}W_1L_{n3}}{n_{30}D_{n3}\tau_{n1}}. \quad (5.26)$$

Используя выражения для равновесных концентраций

$$n_{10} = \frac{n_{i1}^2}{N_{a1}} = \frac{N_{c1}N_{v1}}{N_{a1}} \exp\left(-\frac{E_{g1}}{kT}\right) \quad (5.27)$$

и

$$n_{30} = \frac{n_{i3}^2}{N_{a3}} = \frac{N_{c3}N_{v3}}{N_{a3}} \exp\left(-\frac{E_{g3}}{kT}\right), \quad (5.28)$$

отношение (5.26) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{J_{\text{рек}}}{J_n^{\text{II}}} = \frac{N_{c1}N_{v1}N_{a3}}{N_{c3}N_{v3}N_{a1}} \frac{W_1L_{n3}}{D_{n3}\tau_{n1}} \exp\left(\frac{E_{g3} - E_{g1}}{kT}\right). \quad (5.29)$$

Если $E_{g3} - E_{g1} \gg kT$, то $J_{\text{рек}} \gg J_n^{\text{II}}$ и с учетом одностороннего характера инжекции через анизотипный гетеропереход I (см. выражение (5.18)) плотность прямого тока через гетероструктуру будет равна

$$J = J_n^{\text{II}} + J_p^{\text{I}} + J_{\text{рек}} \cong J_{\text{рек}} = \frac{e\Delta n_1 W_1}{\tau_{n1}}. \quad (5.30)$$

При отсутствии широкозонной области 3 (и соответственно, P - p -гетероперехода II) величина плотности тока через p - N -гетеропереход I определяется электронной составляющей J_n^{I} и, соответственно, избыточной концентрацией электронов $\Delta n'_1 \equiv \Delta n'_1(-d_p)$ в точке $z = -d_p$ (см. рис. 5.12 и формулу (5.15)):

$$J = J_n^{\text{I}} + J_p^{\text{I}} \cong J_n^{\text{I}} = \frac{eD_{n1}\Delta n'_1}{L_{n1}}. \quad (5.31)$$

Выражения (5.30) и (5.31) позволяют сравнить избыточные концентрации электронов в двойной гетероструктуре (Δn_1) и вблизи оди-

ночного p - N -гетероперехода ($\Delta n'_1$) при одинаковой плотности протекающего тока J :

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta n'_1} = \frac{D_{n1}\tau_{n1}}{L_{n1}W_1} = \frac{L_{n1}}{W_1} \gg 1. \quad (5.32)$$

Таким образом, при толщине ограниченной узкозонной области $W_1 \ll L_{n1}$ в ней создается более высокая избыточная концентрация инжектированных электронов Δn_1 . В результате возрастания избыточной концентрации скорость (темп) излучательной рекомбинации r_n обычно увеличивается более сильно, чем скорость безызлучательной рекомбинации r_6 , что приводит к увеличению внутреннего квантового выхода η_i (см. выражение (3.16)).

Этот эффект используется для повышения мощности светодиодов и снижения пороговой плотности тока инжекционных лазеров.

5.4.4. Оптическая прозрачность широкозонного материала гетероструктуры (эффект «оптического окна»)

Использование анизотипного гетероперехода или двойной гетероструктуры в оптоэлектронных приборах позволяет улучшить характеристики прибора также за счет уменьшения поглощения оптического излучения при выводе его из активной области прибора или вводе в нее [1–6].

Известно, что коэффициент оптического поглощения в полупроводнике резко возрастает, когда энергия падающих фотонов $h\nu$ превышает ширину запрещенной зоны E_g . Например, при прямых межзонных переходах спектральная зависимость коэффициента поглощения α описывается выражениями (см. подраздел 2.2.):

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{A}{h\nu} (h\nu - E_g)^{1/2} && \text{при } h\nu > E_g, \\ \alpha &= 0 && \text{при } h\nu \leq E_g, \end{aligned} \quad (5.33)$$

где $A = \text{const}$.

Если активная область оптоэлектронного прибора – область рекомбинации (светодиод, рис. 5.15, *а*) или оптической генерации (фотодиод, рис. 5.15, *б*) избыточных носителей заряда – расположена в узкозонном материале непосредственно у гетерограницы, то выводимое (с $h\nu \approx E_{g1} < E_{g2}$) или вводимое (с $h\nu < E_{g2}$) излучение практиче-

ски не будет поглощаться в широкозонной области прибора с шириной запрещенной зоны E_{g2} .

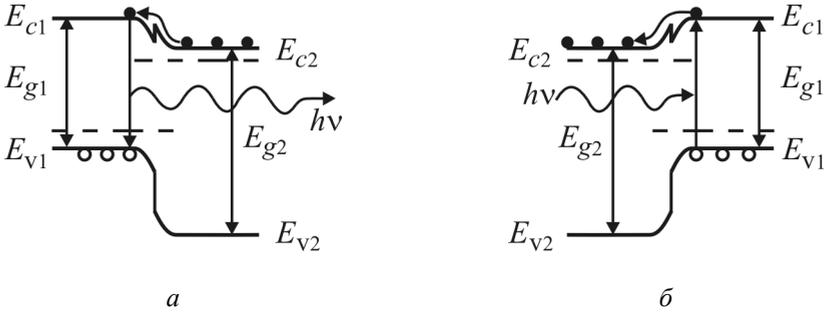


Рис. 5.15. Вывод (а) и ввод (б) оптического излучения в гетероструктурах

Это связано с тем, что фотоны с энергией $h\nu < E_{g2}$ не смогут вызывать межзонные переходы электронов в широкозонном полупроводнике («окне»), а примесное поглощение и поглощение свободными носителями заряда будут незначительными при умеренном уровне легирования материала «окна».

5.4.5. Волноводный эффект в гетероструктуре

При изменении состава полупроводникового твердого раствора изменяется показатель его преломления. Для большинства твердых растворов соединений типа $A^{III}B^V$ увеличение ширины запрещенной зоны сопровождается уменьшением показателя преломления полупроводника.

Поэтому в двойной гетероструктуре, состоящей из узкозонного слоя твердого раствора (например, $Al_xGa_{1-x}As$), заключенного между двумя широкозонными, узкозонный слой представляет собой оптически более плотную среду. Оптическое излучение, распространяющееся вдоль такого слоя, может испытывать полное внутреннее отражение от гетерограниц (рис. 5.16), если величина θ_1 угла падения лучей на гетерограницу превышает критическое значение [3, 6]:

$$\theta_1^{кр} = \text{Arcsin} \frac{n_2}{n_1}, \quad (5.34)$$

где n_1 и n_2 – показатели преломления узкозонного и широкозонного полупроводников.

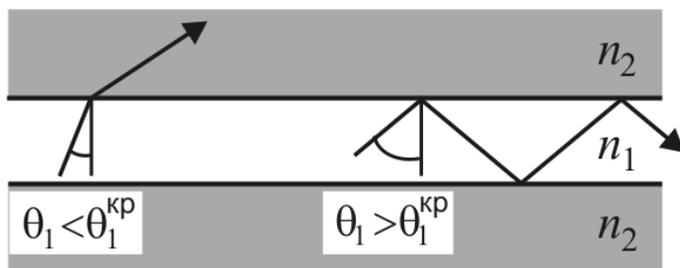


Рис. 5.16. Локализация излучения (волноводный эффект) в двойной гетероструктуре

В светодиодах с торцевым выводом излучения и в инжекционных лазерах рекомбинационное излучение, рожденное в узкозонном активном слое, распространяется вдоль него, как в диэлектрическом волноводе, испытывая многократные отражения от гетерограниц.

5.5. Варизонные структуры

5.5.1. Понятие о варизонном полупроводнике

К гетероструктурам можно отнести и структуры на основе варизонных полупроводников [12, 13].

Полупроводник, у которого вдоль какого-либо направления наблюдается монотонное изменение ширины запрещенной зоны вследствие изменения химического состава, называется *варизонным полупроводником* (рис. 5.17). Особенностью варизонных полупроводников является наличие дополнительных полей, действующих на свободные носители заряда. Причем эти поля являются различными для электронов и дырок.

Происхождение этих полей можно понять из рисунков 5.17. Если в широкозонной области собственного полупроводника (см. рис. 5.17, а) создать избыточную концентрацию электронов и дырок (например, освещением светом с соответствующей энергией фотонов), то созданные носители будут стремиться занять состояния с минимальной энергией, смещаясь в узкозонную область полупроводника и передавая избыточную энергию атомам решетки и равновесным носителям. Формально это можно описать как действие на носители некоторых эффективных полей. Эти поля получили название *квазиэлектрических полей* (хотя в основе их лежит именно электрическое взаимодействие электронов с ионами кристаллической решетки). В отличие от внешне-

го электрического поля и внутреннего макроскопического поля, создаваемого пространственными зарядами легирующих примесей, напряженности эффективных квазиэлектрических полей, действующих на электроны и дырки, будут отличаться.

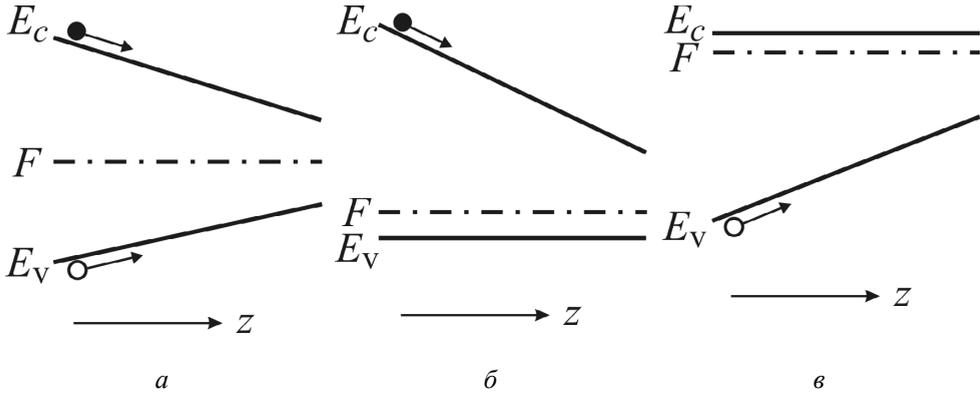


Рис. 5.17. Энергетические диаграммы варизонных полупроводников: собственного (а), *p*-типа с постоянной концентрацией дырок (б), *n*-типа с постоянной концентрацией электронов (в)

В варизонном полупроводнике *p*-типа, в котором концентрация дырок не зависит от координаты (рис. 5.17,б), квазиэлектрическое поле будет существовать только для неосновных носителей заряда – электронов. В варизонном *n*-полупроводнике с постоянной концентрацией электронов – только для дырок (рис. 5.17,в).

Величину напряженности квазиэлектрического поля, действующего на электроны в варизонном полупроводнике *p*-типа (см. рис. 5.17,б), находящемся в равновесии, можно получить из следующих соображений. В условиях равновесия диффузионный и дрейфовый потоки электронов должны уравновешивать друг друга (см., например, выражения (1.5) и (1.6)):

$$D_n \frac{dn}{dz} = -n\mu_n \mathcal{E}_n, \quad (5.35)$$

где z – координата, вдоль которой происходит изменение ширины запрещенной зоны полупроводника; \mathcal{E}_n – напряженность квазиэлектрического поля, действующего на электроны. Из равенства (5.35) с учетом соотношения Эйнштейна для невырожденного полупроводника

$$\frac{D_n}{\mu_n} = \frac{kT}{e} \quad (5.36)$$

можно выразить напряженность квазиэлектрического поля

$$\mathcal{E}_n = -\frac{kT}{en} \cdot \frac{dn}{dz}. \quad (5.37)$$

С учетом зависящей от координаты концентрации электронов

$$n(z) = N_c(z) \exp\left[-\frac{E_c(z) - F_0}{kT}\right] \quad (5.38)$$

выражение для напряженности поля, действующего на электроны, запишется следующим образом:

$$\mathcal{E}_n = \frac{1}{e} \cdot \frac{dE_c}{dz} - \frac{kT}{eN_c(z)} \cdot \frac{dN_c}{dz}, \quad (5.39)$$

где $E_c(z)$ и $N_c(z)$ – зависящие от координаты z дно зоны проводимости и эффективная плотность состояний в этой зоне. Если пренебречь изменением плотности состояний в зоне проводимости с координатой, т.е. считать $N_c = \text{const}$, то для напряженности квазиэлектрического поля получается простое выражение:

$$\mathcal{E}_n = \frac{1}{e} \cdot \frac{dE_c}{dz}. \quad (5.40)$$

Если учесть, что на энергетической диаграмме p -полупроводника, изображенной на рис. 5.17,б, дно зоны проводимости понижается с увеличением координаты z , т.е. $dE_c/dz = dE_g/dz < 0$, то напряженность поля \mathcal{E}_n будет отрицательной величиной и дрейфовый электронный ток, вызванный этим полем, будет направлен противоположно оси z .

Если в варизонном полупроводнике изначально существует встроенное электрическое поле, обусловленное пространственными зарядами легирующих примесей, или в нем создано электрическое поле от внешнего источника, то величина dE_c/dz будет определяться не только изменением ширины запрещенной зоны, и формула (5.40) будет задавать суммарную напряженность поля, действующего на электроны полупроводника.

В случае варизонного полупроводника n -типа с не зависящими от координаты концентрацией электронов и эффективной плотностью состояний в валентной зоне N_v (см. рис. 5.17, в) для напряженности квазиэлектрического поля, действующего на дырки, можно получить выражение, аналогичное (5.40):

$$\mathcal{E}_p = \frac{1}{e} \cdot \frac{dE_v}{dz}. \quad (5.41)$$

На рис. 5.17, в потолок валентной зоны повышается с увеличением z , т.е. $dE_v/dz = -dE_g/dz > 0$, и напряженность квазиэлектрического поля, определяемая формулой (5.41), будет положительной величиной. При наличии в варизонном n -полупроводнике электрических полей, создаваемых пространственными зарядами легирующих примесей и источником внешнего напряжения, наклон потолка валентной зоны изменится и выражение (5.41) будет определять суммарную напряженность поля, действующего на дырки.

Квазиэлектрическое поле в варизонном полупроводнике, как и электрическое поле, способно ускорять или замедлять диффузию избыточных неосновных носителей заряда. При наличии такого поля распределение неосновных носителей характеризуется диффузионно-дрейфовыми длинами:

$$L_{p(n)}^* = \frac{2l}{\sqrt{1 + \frac{4l^2}{L_{p(n)}^2} - 1}} \quad (5.42)$$

– в случае ускоряющего квазиэлектрического поля;
и

$$L_{p(n)}^* = \frac{2l}{\sqrt{1 + \frac{4l^2}{L_{p(n)}^2} + 1}} \quad (5.43)$$

– в случае тормозящего поля. В этих выражениях

$$l = \frac{kT}{|dE_g/dz|}. \quad (5.44)$$

5.5.2. Варизонная p – n -структура

Варизонный полупроводник, содержащий p – n -переход, называется *варизонной p – n -структурой*. Энергетическая диаграмма варизонной p – n -структуры при прямом смещении показана на рис. 5.18.

Варизонная p – n -структура обладает следующими свойствами, подобными свойствам резкого P – n -гетероперехода:

– различие высот потенциальных барьеров для электронов и дырок, что способствует односторонней инжекции (в данном случае дырок) через p – n -переход;

– отличие ширины запрещенной зоны в области рекомбинации инжектированных носителей заряда от ширины запрещенной зоны эмиттерной области (в данном случае – p -области), что дает возможность осуществлять суперинжекцию, а также вывод генерируемого при рекомбинации оптического излучения через широкозонное окно.

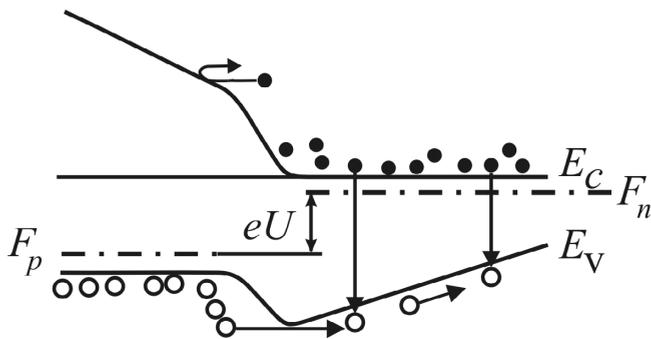


Рис. 5.18. Энергетическая диаграмма варизонной p - n -структуры при прямом смещении

В то же время варизонная p - n -структура обладает рядом черт, отличающих ее от резкого гетероперехода:

– вследствие плавного изменения состава полупроводника в варизонной p - n -структуре не возникает специфических электронных состояний, локализованных вблизи гетерограницы;

– в варизонной p - n -структуре из-за плавного изменения периода решетки понижается плотность дислокаций несоответствия, которые могут служить центрами безызлучательной рекомбинации носителей заряда;

– благодаря плавному изменению величины электронного сродства χ^0 и ширины запрещенной зоны E_g в барьерной области не возникает особенностей краев разрешенных зон в виде «пиков» или ям.

Эти особенности приводят к уменьшению роли туннельно-рекомбинационных механизмов протекания тока и повышают роль надбарьерной инжекции.

В отличие же от плавного гетероперехода в варизонной структуре изменение ширины запрещенной зоны распространяется за пределы области пространственного заряда. Это приводит к наличию квазиэлектрических полей в квазинейтральных p - и n -областях. При прямом смещении p - n -структуры (см. рис. 5.18) эти поля препятствуют инжекции электронов и ускоряют инжектированные дырки, что способствует осуществлению односторонней инжекции.

Вследствие влияния ускоряющих полей рекомбинация инжектируемых носителей происходит в достаточно широкой области структуры со значительным изменением ширины запрещенной зоны. Поэтому спектры электролюминесценции варизонных $p-n$ -структур имеют большую полуширину по сравнению со спектрами резких и плавных гетеропереходов.

При использовании варизонных $p-n$ -структур в качестве фотоприемников или солнечных элементов квазиэлектрическое поле способствует дрейфу создаваемых светом неосновных носителей заряда от освещаемой поверхности к $p-n$ -переходу, ослабляя влияние поверхностной рекомбинации на характеристики прибора.

5.6. Квантово-размерные структуры

5.6.1. Понятие о квантово-размерных структурах

Особый вид гетероструктур представляют квантово-размерные структуры. *Квантово-размерной структурой* называется полупроводниковая структура, в которой размер, по крайней мере одной из областей, хотя бы в одном измерении сравним с длиной волны де Бройля электрона в полупроводнике

$$\lambda_B = \frac{h}{m_n^* v}, \quad (5.45)$$

где v – скорость электрона.

В таких областях происходит изменение энергетического спектра электронов по сравнению с объемным полупроводником. Вместо квазинепрерывного спектра электронов в зоне проводимости или валентной зоне внутри квантово-размерной области появляются дискретные уровни или подзоны энергии, разделенные промежутками. При этом параметрами уровней можно управлять, изменяя размеры областей гетероструктур.

Разместим тонкий слой полупроводника (например, GaAs) толщиной $d_z = 2 \div 10$ нм между двумя областями более широкозонного полупроводника ($Al_xGa_{1-x}As$). Для электронов и дырок возникнут потенциальные ямы, ограниченные с двух сторон барьерами ΔE_c и ΔE_v (рис. 5.19, а) [14].

Такую структуру, называемую *одиночной квантовой ямой*, можно получить путем наращивания слоев методами молекулярно-лучевой

эпитаксии или газовой эпитаксии из металлоорганических соединений.

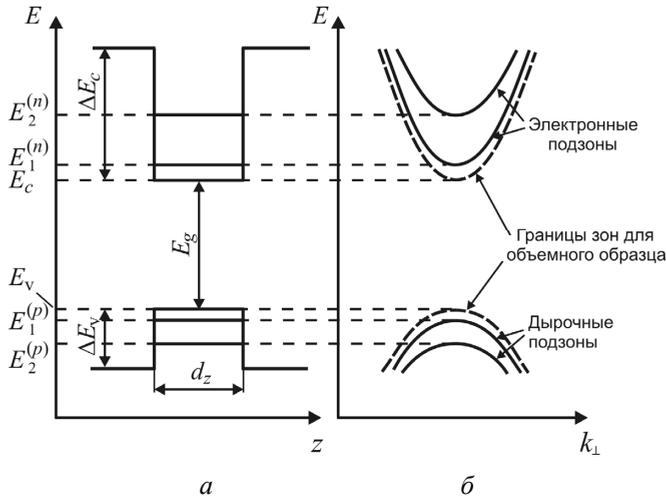


Рис. 5.19. Уровни энергии в квантовой яме, связанные с ограничением движения электрона вдоль оси z (a), и подзоны энергий, обусловленные движением электрона вдоль плоскости квантовой ямы (b) [14]

Если решить уравнение Шредингера для электрона в одиночной прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками, то энергия электрона окажется равной [14]:

$$E(n, k_x, k_y) = E_n + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m_n^*} = \frac{\hbar^2}{2m_n^*} \left(\frac{n\pi}{d_z} \right)^2 + \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m_n^*}, \quad (5.46)$$

где d_z – ширина квантовой ямы (вдоль оси z); k_x, k_y – компоненты волнового вектора электрона вдоль осей x и y в плоскости квантовой ямы; $n \geq 1$ – номер уровня размерного квантования. Таким образом, из-за ограничения движения электрона в направлении оси z энергия электрона

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m_n^*} \left(\frac{n\pi}{d_z} \right)^2, \quad (5.47)$$

связанная с этим движением, изменяется дискретно. С увеличением n энергия уровней возрастает. Зазоры между уровнями тем больше, чем меньше ширина ямы и чем меньше эффективная масса электрона.

В реальной квантовой яме (см. рис. 5.19, a) с конечной высотой барьера ΔE_c волновые функции электронов немного проникают в ши-

рокозонные барьерные слои, и положения дискретных уровней несколько отличаются от их значений в формуле (5.47). При этом первый уровень размерного квантования E_1 находится выше дна зоны проводимости E_c . В плоскости XOY , перпендикулярной оси z , размеры ямы велики, движение электронов остается свободным и энергия их может изменяться квазинепрерывно (см. рис. 5.19, б). В результате движение электронов в узкозонном слое по сути носит двумерный характер. Таким образом, в одиночной квантовой яме разрешенные значения энергии электрона состоят из ряда подзон, характеризующихся различными значениями n .

Аналогичные подзоны энергии возникают и для дырок в квантовой яме.

Положением подзон и величинами зазоров между ними можно управлять, изменяя высоту барьеров ΔE_c и ΔE_v и ширину квантовой ямы d_z .

Если в области полупроводниковой гетероструктуры движение носителей ограничено потенциальными барьерами в двух измерениях (например, в направлениях осей x и y), такая область называется *квантовой нитью* (*квантовой проволокой*). Движение носителей в ней носит одномерный характер (вдоль оси z). В простейшем случае квантовой нити, ограниченной двумерным прямоугольным потенциалом и имеющей бесконечную длину, полная энергия электронов описывается выражением [14]:

$$E(n_1, n_2) = E_{n_1, n_2} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n^*} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{m_n^*} \left(\frac{n_1^2}{d_x^2} + \frac{n_2^2}{d_y^2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n^*}, \quad (5.48)$$

где d_x , d_y – размеры квантовой нити в направлении осей x и y ; k_z – компонента волнового вектора вдоль оси z ; $n_1, n_2 = 1, 2, 3, \dots$. Последний член в правой части выражения (5.48) представляет кинетическую энергию движения электрона вдоль нити.

Если движение электрона в области полупроводниковой структуры ограничено нанометровыми расстояниями в трех измерениях, имеет дело с *квантовой точкой*, представляющей аналог атома химического элемента с полностью дискретным спектром. При этом квантовая точка состоит из большого числа атомов полупроводника.

В полупроводниковых приборах может использоваться целый набор из периодически чередующихся квантовых ям, разделенных одинаковыми потенциальными барьерами. Такой набор получил название *множественных квантовых ям* (МКЯ).

По мере уменьшения толщины барьерных слоев в структуре с МКЯ возрастает степень перекрытия волновых функций электронов

соседних квантовых ям. Из-за возможности туннелирования электронов между ямами происходит размытие дискретных уровней одиночной квантовой ямы в *минизоны* энергий. Периодическая структура из набора взаимодействующих квантовых ям, обладающая минизонным спектром, называется сверхрешеткой (рис. 5.20) [15].

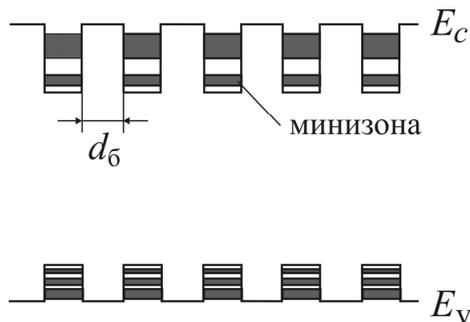


Рис. 5.20. Энергетическая диаграмма сверхрешетки [15]

5.6.2. Оптические свойства структур с квантовыми ямами

В зависимости от размерности области полупроводниковой структуры в ней изменяются не только энергетический спектр электронов, но и плотность электронных состояний, т.е. число разрешенных уровней энергии электрона, приходящееся на единичный интервал энергий $Z_c(E) = \frac{dN}{dE}$. В соответствии с выражением (2.8) в объемном полупроводнике плотность состояний в зоне проводимости возрастает с увеличением энергии электрона E по параболическому закону.

В случае квантовой ямы зависимость плотности состояний от энергии представляет ступенчатую функцию (рис. 5.21) [14]. Ступени имеют одинаковую высоту и начинаются при энергиях уровней размерного квантования E_n .

В принципе оптические переходы электронов с поглощением фотонов в структурах с квантовыми ямами могут происходить между подзонами валентной зоны и зоны проводимости (переходы 1 на рис. 5.22), между подзонами одной из разрешенных зон (переходы 2), между подзоной квантовой ямы и делокализованным состоянием в разрешенной зоне (переходы 3).

На рис. 5.23 показан спектр поглощения структуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlAs, обусловленный переходами

из подзон легких (lh) и тяжелых (hh) дырок в электронные (e) подзоны [14]. Прослеживается влияние на спектр ступенчатого характера функции плотности состояний. Заметим, что в начале «ступенек» наблюдаются экситонные пики.

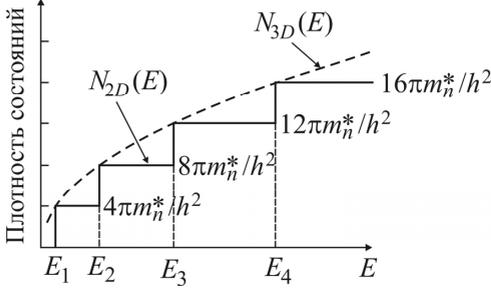


Рис. 5.21. Функция плотности состояний для двумерной электронной системы [14]

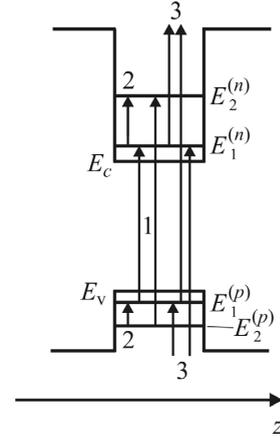


Рис. 5.22. Возможные типы электронных переходов при поглощении фотонов с участием уровней квантовой ямы. (Диаграмма показана для фиксированных значений компонент волновых векторов k_x и k_y)

Следует отметить, что край полосы собственного поглощения в структуре с квантовыми ямами сдвигается в область больших энергий за счет удаления первых уровней размерного квантования от краев разрешенных зон E_c и E_v (см. рис. 5.19).

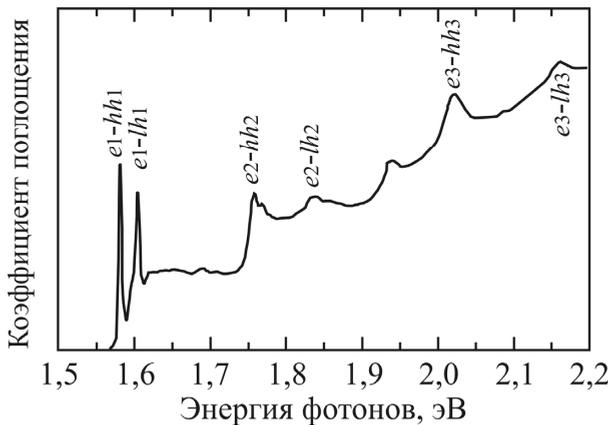


Рис. 5.23. Спектр поглощения множественных квантовых ям со структурой GaAs/AlAs. Ширина ям 7,6 нм. $T = 6$ К [14]

Оптические переходы с участием электронных состояний в квантовых ямах используются в инфракрасных фотоприемниках, модуляторах оптического излучения, светодиодах и инжекционных лазерах [14].

Контрольные вопросы

1. Что такое гетеропереход?
2. Дайте определения анизотипному, изотипному, резкому и плавному гетеропереходам.
3. Сформулируйте основные положения модели Андерсона для резкого гетероперехода.
4. Запишите выражение для правила электронного сродства.
5. Изобразите энергетические диаграммы резких $p-N$ и $P-n$ -гетеропереходов в равновесии.
6. Как рассчитываются величины скачков краев разрешенных зон ΔE_c и ΔE_v с использованием уровней локальной электронейтральности полупроводников?
7. За счет чего достигается односторонняя инжекция носителей заряда в гетеропереходе?
8. В чем заключается явление суперинжекции в гетеропереходе?
9. За счет чего достигается локализация области рекомбинации носителей в светодиодах и инжекционных лазерах?
10. В чем заключается эффект «оптического окна» при использовании гетеропереходов в оптоэлектронных приборах?
11. Благодаря чему возникает волноводный эффект в гетероструктурах?
12. Какой полупроводник называется варизонным полупроводником?
13. В чем заключаются сходство и отличие свойств варизонной $p-n$ -структуры и анизотипного гетероперехода?
14. Какие гетероструктуры относят к квантово-размерным структурам?
15. Что такое квантовая яма, квантовая нить, квантовая точка?
16. Как изменяется энергетический спектр электронов в квантовой яме по сравнению с объемным полупроводником?
17. Какие особенности могут наблюдаться в спектрах поглощения полупроводниковых структур с квантовыми ямами?

6. Материалы для оптоэлектронных приборов

Для создания оптоэлектронных приборов – фотодиодов, солнечных элементов, светодиодов, инжекционных лазеров – используются самые различные полупроводниковые материалы: элементарные полупроводники, полупроводниковые соединения и полупроводниковые твердые растворы.

6.1. Германий и кремний

Кристаллы элементарных полупроводников Ge и Si относятся к структурному типу алмаза, имеющему кубическую ячейку (рис. 6.1). Каждый атом полупроводника имеет четырех соседей, с которыми связан прочными ковалентными связями. Некоторые параметры германия и кремния приведены в приложениях 1–3.

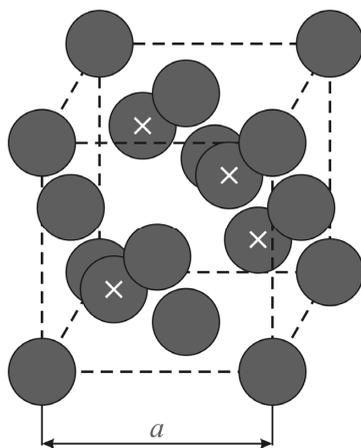


Рис. 6.1. Ячейка структурного типа алмаза.

Для ясности внутренние атомы кубической ячейки помечены крестиком

Ширина запрещенной зоны чистого германия $E_g(300\text{ K}) = 0,665\text{ эВ}$, что соответствует длине волны $\lambda_g = 1,86\text{ мкм}$. Однако германий является непрямозонным полупроводником, поэтому достаточно сильное оптическое поглощение начинается при $\lambda < 1,55\text{ мкм}$ (рис. 6.2 [1]), когда начинаются прямые межзонные переходы в Γ -минимум зоны проводимости (см. приложение 1).

Собственная концентрация в Ge равна $n_i(300\text{ K}) = 2,4 \cdot 10^{13}\text{ см}^{-3}$ [1]. Дрейфовые подвижности электронов и дырок в чистом материале $\mu_n(300\text{ K}) = 3900\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $\mu_p(300\text{ K}) = 1900\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. В качестве акцепторов и доноров в германии используются атомы элементов III и V групп периодической системы (см. приложение 3).

На основе германия изготавливаются фотодиоды для видимой и ближней ИК-области ($\Delta\lambda = 0,5\text{--}1,6\text{ мкм}$), примесные фоторезисторы для дальней ИК-области ($\lambda_{\text{гр}} = 40\text{--}220\text{ мкм}$). Недостатком германиевых фотодиодов является большая величина темнового тока из-за относительно высокой собственной концентрации (см. выражение (4.28)).

Кремний также имеет непрямую структуру энергетических зон. Ширина запрещенной зоны кремния $E_g(300\text{ K}) = 1,12\text{ эВ}$ ($\lambda_g = 1,11\text{ мкм}$). Собственная концентрация носителей заряда $n_i(300\text{ K}) = 1,45 \cdot 10^{10}\text{ см}^{-3}$ [1]. Дрейфовые подвижности носителей в чистом материале $\mu_n(300\text{ K}) = 1500\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $\mu_p(300\text{ K}) = 450\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Основными легирующими примесями являются акцепторы B, Al и доноры P, As, Sb.

Обратный ток в диодах из Si определяется генерацией электронно-дырочных пар в области пространственного заряда (см. выражение (4.32)), он значительно меньше, чем у диодов из германия.

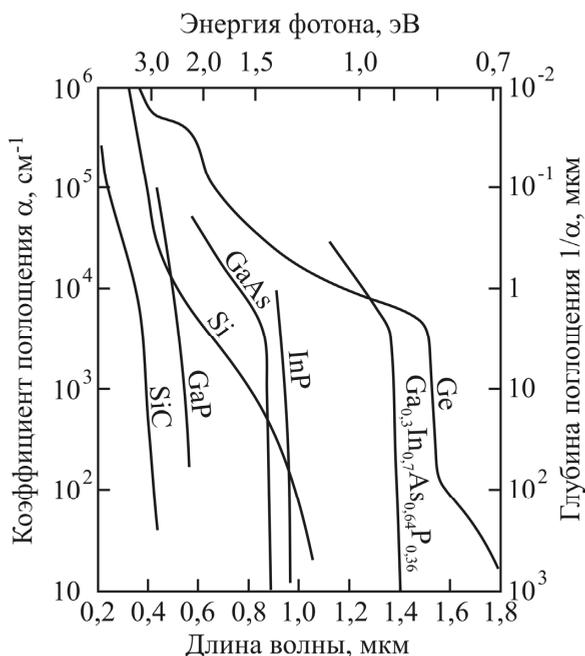


Рис. 6.2. Зависимости коэффициентов поглощения от длины волны для различных полупроводников [1]

Кремний используется для создания различных типов фотодиодов ($\Delta\lambda = 0,4-1,1$ мкм), в том числе быстродействующих примесных фоторезисторов ($\lambda_{гр} = 3-30$ мкм), солнечных элементов.

6.2. Полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^V$ со структурой сфалерита

Большинство полупроводниковых соединений элементов III и V групп кристаллизуется в структуре сфалерита [2] (рис. 6.3). Каждый атом одного сорта связан с четырьмя атомами другого сорта ионно-ковалентными (донорно-акцепторными) связями. Структура сфалерита в отличие от структуры алмаза не имеет центра инверсии, что приводит к наличию полярных плоскостей $\{111\}A$ и $\{111\}B$.

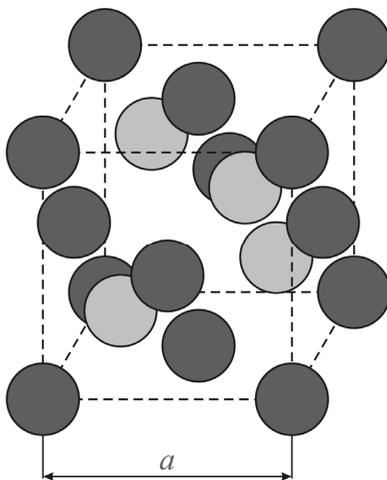


Рис. 6.3. Ячейка структурного типа сфалерита

Некоторые параметры соединений типа $A^{III}B^V$ со структурами сфалерита приведены в приложениях 1 и 2. Прямозонными полупроводниками являются InP, InAs, InSb, GaAs, GaSb. Непрямую структуру энергетических зон имеют GaP, AlP, AlAs и AlSb. Ширина запрещенной зоны соединения уменьшается с увеличением атомного номера как катиона (Al, Ga, In), так и аниона (P, As, Sb) [2].

В соединениях $A^{III}B^V$ атомы элементов II группы Периодической системы являются акцепторами, элементов VI группы – донорами. Электрическая активность атомов элементов IV группы зависит от конкретного соединения и условий введения примеси.

Соединения $A^{III}B^V$, а также твердые растворы на их основе используются для создания фотоприемников различных типов, светодиодов и лазеров, перекрывающих широкий спектральный диапазон, а также солнечных элементов, фотокатодов [2].

Одним из соединений, широко используемых в оптоэлектронике, является арсенид галлия. В GaAs ширина запрещенной зоны определяется Γ -минимумом зоны проводимости, соответствующим нулевому волновому вектору электрона (т.е. находящимся в центре зоны Бриллюэна): $E_g \equiv E_{g\Gamma} = E_{c\Gamma} - E_v = 1,424$ эВ при 300 К ($\lambda_g = 0,871$ мкм) (рис. 6.4).

Выше Γ -минимума находятся L - и X - минимумы, удаление которых от потолка валентной зоны задает величину энергетических зазоров: $E_{gL} \equiv E_{cL} - E_v = 1,708$ эВ и $E_{gX} \equiv E_{cX} - E_v = 1,900$ эВ.

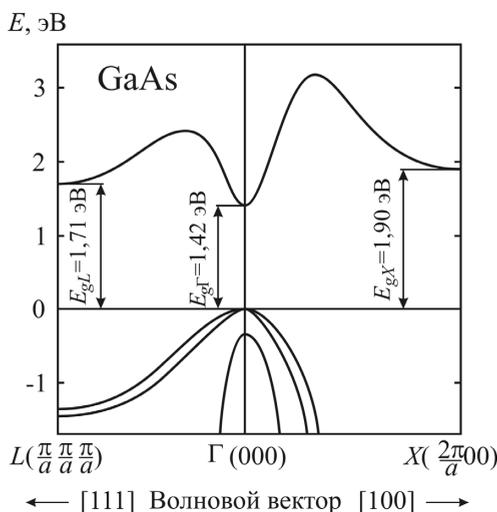


Рис. 6.4. Структура энергетических зон GaAs

Собственная концентрация в арсениде галлия $n_i(300 \text{ К}) \cong 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$. В качестве легирующих примесей в GaAs используются акцепторы Zn, Cd, Ge, доноры Te, Se, S, Sn (см. приложение 3). Кремний в GaAs проявляет амфотерные свойства. Путем компенсации мелких доноров глубокой акцепторной примесью Cr ($\Delta E_{Cr} = E_{Cr} - E_v = 0,76$ эВ) может быть получен полуизолирующий материал с удельным сопротивлением $\rho = 10^8 - 10^9 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

Благодаря высокой подвижности электронов ($\mu_n(300 \text{ К}) = 8500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [1]) и малым временам жизни носителей заряда приборы на основе

GaAs могут обладать высоким быстродействием. Имея прямую структуру зон, арсенид галлия характеризуется высоким внутренним квантовым выходом люминесценции и используется для изготовления светодиодов и инжекционных лазеров ИК-диапазона.

Важное место в оптоэлектронике занимают приборы на основе твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, компонентом которого, наряду с арсенидом галлия, является арсенид алюминия. Арсенид алюминия в виде чистого соединения практически не используется из-за нестабильности на воздухе. В зоне проводимости арсенида алюминия, являющегося непрямозонным полупроводником, абсолютными являются X -минимумы, расположенные в точках пересечения осей $\langle 100 \rangle$ с границами зоны Бриллюэна. Величины межзонных промежутков в AlAs равны: $E_{gX} = 2,168$ эВ; $E_{gL} = 2,35$ эВ; $E_{g\Gamma} = 3,018$ эВ.

6.3. Соединения типа $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$

Особую группу соединений типа $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ представляют нитриды алюминия, галлия и индия. В обычных условиях термодинамически стабильной для AlN, GaN и InN является кристаллическая структура вюрцита. Однако нитриды GaN и InN могут быть получены также и в структуре сфалерита при выращивании тонких пленок на кубических подложках Si, GaAs и MgO [3].

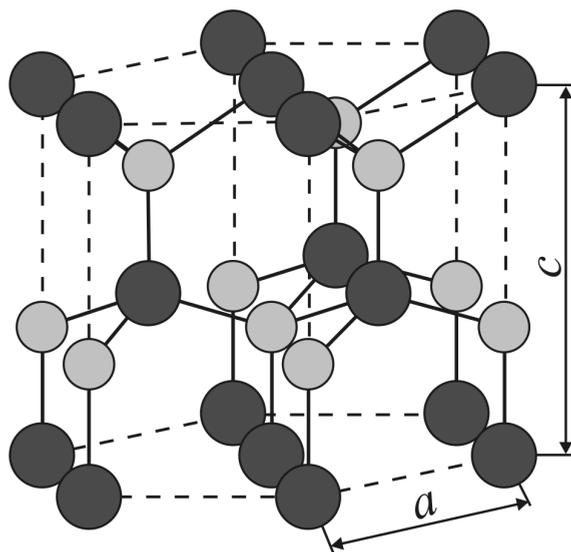


Рис. 6.5. Структурная ячейка вюрцита

Структурная ячейка вюрцита представлена на рис. 6.5. Как и в структуре сфалерита, каждый атом элемента III группы связан с четырьмя атомами азота ионно-ковалентными связями и, в свою очередь, каждый атом азота взаимодействует с четырьмя атомами элемента III группы. Однако ячейка вюрцита относится не к кубической, а к гексагональной сингонии. Поэтому анизотропия физических свойств в кристаллах нитридов выражена сильнее. В кристаллах существует единичная полярная ось симметрии 6-го порядка [0001] (на рис. 6.5 это вертикальное направление). Структура вюрцита характеризуется двумя периодами (постоянными) решетки a и c . Значения периодов решетки нитридов представлены в табл. 6.1 [3–5].

Важной особенностью нитридов является то, что из-за наличия одиночной оси симметрии в кристаллах со структурой вюрцита на поверхностях и гетерограницах, перпендикулярных этой оси, могут самопроизвольно возникать поляризационные заряды, приводящие к появлению в кристалле внутренних электрических полей. Поляризационные заряды могут возникать как за счет спонтанной поляризации, так и в результате пьезоэффекта за счет механических напряжений внутри полупроводника (рис. 6.6) [5].

Таблица 6.1

Свойства нитридов элементов III группы со структурой вюрцита [3–5]

Полупроводник	Кристаллическая структура	Периоды решетки, нм		Тип энергетической структуры	$E_g(300\text{ K}),$ эВ
		a	c		
AlN	Вюрцит	0,3111–0,3112	0,4978–0,4980	Прямая	6,28
GaN	Вюрцит	0,3189–0,3191	0,5185	Прямая	3,42–3,44
InN	Вюрцит	0,3540–0,3545	0,5718–0,580	Прямая	0,77

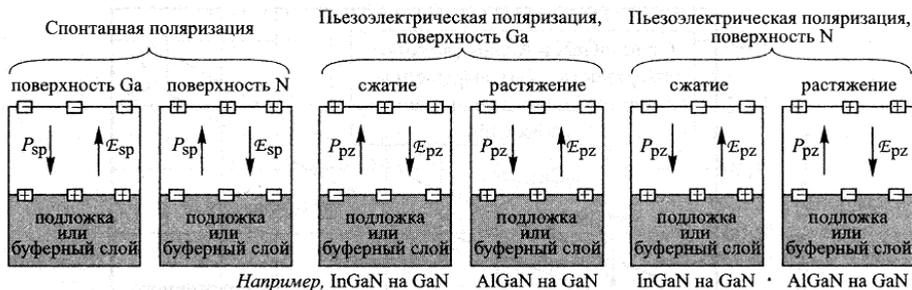


Рис. 6.6. Поверхностные заряды, направление поляризации и напряженности электрического поля при спонтанной и пьезоэлектрической поляризации в нитридах $A^{III}N$ при различной ориентации кристаллов в процессе эпитаксиального роста [5]

Нитриды AlN, GaN и InN являются прямозонными полупроводниками (табл. 6.1), что позволяет использовать их для создания эффективных источников излучения. Рассчитанный зонный спектр GaN со структурой вюрцита показан на рис. 6.7. В табл. 6.1 приведена ширина запрещенной зоны GaN для ненапряженного материала. При $T = 300$ К ширина запрещенной зоны E_g , измеренная для гетероэпитаксиальных слоев GaN, выращенных на различных подложках, изменяется в интервале от 3,41 до 3,54 эВ. Это обусловлено влиянием на E_g механических напряжений.

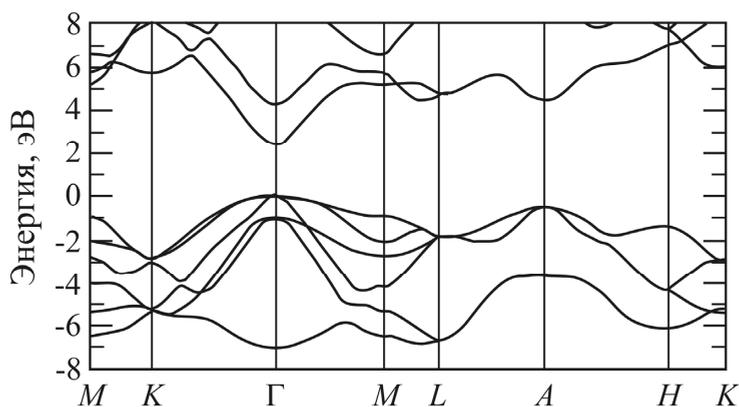


Рис. 6.7. Рассчитанный зонный спектр GaN со структурой вюрцита [4]

Нелегированные слои нитрида галлия обладают проводимостью n -типа. Максимальная подвижность электронов в n -GaN при 300 К составляет около $900 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [3,4].

Проблемой при создании приборных структур на основе GaN являлось получение слоев с проводимостью p -типа. Это связано с тем, что при выращивании эпитаксиальных слоев вводимые акцепторные примеси (Zn, Mg) легко образуют с имеющимися в системе атомами водорода электрически нейтральные комплексы. В настоящее время для разрушения таких комплексов и активации акцепторов используется послеростовой отжиг эпитаксиальных слоев или структур в атмосфере азота [4]. Подвижность дырок в гексагональном GaN не превышает $200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [3,4].

Объемные кристаллы GaN получить крайне трудно. Обычно для изготовления приборов используют эпитаксиальные слои, выращенные на подложке из сапфира или из карбида кремния. Из-за значительного несоответствия параметров решеток подложки и эпитаксиального слоя (14 % в случае сапфира и GaN) в слое GaN возникает большое количе-

ство разнообразных дефектов. Наиболее распространенными дефектами являются краевые и винтовые дислокации, проникающие, как правило, во все слои приборной структуры, выращенной на подложке [3].

6.4. Твердые растворы полупроводниковых соединений

6.4.1. Понятие о полупроводниковом твердом растворе

Раствором называется однофазная гомогенная система, образованная не менее чем двумя компонентами. *Твердый раствор* – это твердая фаза, образованная не менее, чем двумя компонентами, состав ее может изменяться в некоторых пределах.

Строго говоря, любой полупроводник, содержащий атомы или ионы примесей посторонних химических элементов, представляет собой твердый раствор. В этом случае исходный полупроводниковый материал является компонентом-растворителем, а вещества, легирующие или загрязняющие полупроводник, будут растворенными компонентами. Примерами таких твердых растворов служат кристаллы легированных полупроводников: кремния – Si:B и арсенида галлия – GaAs:Te (в этих формулах после двоеточия указан растворенный компонент, т.е. легирующая примесь).

Однако термин «полупроводниковые твердые растворы» в большинстве случаев используется в более узком смысле. Им обозначают материал, представляющий собой результат смешивания двух или большего числа полупроводников. При этом содержание каждого полупроводника (исходного компонента) в растворе достаточно велико, как правило, больше одного молярного процента, так что наличие его влияет не только на структурно-чувствительные свойства материала – концентрацию, подвижность и время жизни носителей заряда (как это имеет место в случае легирующей примеси), но и изменяет его фундаментальные характеристики: тип или период кристаллической структуры, характер энергетического спектра или ширину запрещенной зоны, диэлектрическую проницаемость, плотность и т.д. Состав полупроводникового твердого раствора находит отражение в его основной химической формуле, например: $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$.

Полупроводниковые твердые растворы, используемые в электронике, являются твердыми растворами замещения, т.е. атомы всех смешиваемых компонентов размещаются в узлах кристаллической решетки.

ки. В случае полупроводникового твердого раствора содержания компонентов могут изменяться, как правило, в широких пределах. Поэтому компоненты такого раствора не принято делить на растворитель и растворенные компоненты.

Полупроводниковые твердые растворы получили широкое распространение в электронике. В последние десятилетия с ними связан непрерывный прогресс в области создания оптоэлектронных приборов, быстродействующих транзисторов и других приборов.

Наиболее важным достоинством полупроводникового твердого раствора является возможность изменения его фундаментальных свойств путем изменения состава раствора. Благодаря использованию твердых растворов, были созданы полупроводниковые приборы на основе новых типов активных областей, таких как гетеропереход, варизонная область, квантовая яма, сверхрешетка и др. К настоящему времени получены и исследованы твердые растворы элементарных полупроводников, полупроводниковых соединений, как двух-, так и многокомпонентные.

6.4.2. Зависимость основных свойств полупроводникового твердого раствора от его состава

Важнейшим обстоятельством, благодаря которому полупроводниковые твердые растворы находят широкое применение в электронике и оптоэлектронике, является возможность изменения фундаментальных свойств раствора путем изменения его химического состава. При непрерывном изменении состава средний размер структурной ячейки, плотность вещества, тип энергетической структуры, ширина запрещенной зоны, диэлектрическая проницаемость и другие параметры твердого раствора меняются непрерывно между параметрами исходных компонентов.

Рассмотрим характер изменения некоторых свойств в зависимости от состава тройного твердого раствора $A_xB_{1-x}C$.

Наиболее простым видом зависимости является линейная зависимость численного значения свойства Q от состава твердого раствора:

$$Q(x) = Q_{AC} \cdot x + Q_{BC} \cdot (1 - x) = Q_{BC} + (Q_{AC} - Q_{BC}) \cdot x, \quad (6.1)$$

где Q_{AC} и Q_{BC} – значения данного свойства в исходных компонентах AC и BC.

Такое свойство Q , приращение значения которого пропорционально содержанию компонента в твердом растворе, называется *адди-*

тивным свойством. Аддитивным свойством, например, является средняя длина ребра структурной ячейки, т.е. период кристаллической структуры твердого раствора. Дело в том, что из-за различия размеров атомов, замещающих друг друга в кристалле твердого раствора, при изменении состава раствора изменяются межатомные расстояния и размер структурной ячейки в целом. Измеряемый экспериментально период кристаллической решетки a подчиняется линейной зависимости от x :

$$a(x) = a_{\text{BC}} + (a_{\text{AC}} - a_{\text{BC}}) \cdot x, \quad (6.2)$$

которая в этом конкретном случае называется законом Vegarda.

Композиционные зависимости (т.е. зависимости от состава) ряда других параметров твердых растворов (диэлектрической проницаемости, эффективных масс носителей заряда, упругих постоянных, деформационных потенциалов) также близки к линейным.

Если линейной аппроксимации оказывается недостаточно, то композиционную зависимость величины свойства описывают выражением в виде полинома второй степени:

$$\begin{aligned} Q(x) &= Q_{\text{AC}} \cdot x + Q_{\text{BC}} \cdot (1-x) - c \cdot x \cdot (1-x) = \\ &= Q_{\text{BC}} + (Q_{\text{AC}} - Q_{\text{BC}} - c) \cdot x + c \cdot x^2, \end{aligned} \quad (6.3)$$

где c – коэффициент нелинейности, или коэффициент «прогиба».

Полиномом второй степени обычно описывается композиционная зависимость величины энергетического зазора E_{gj} между одним из минимумов (например, j -минимумом) зоны проводимости и максимумом валентной зоны:

$$E_{gj}(x) = E_{gj}^{\text{BC}} + (E_{gj}^{\text{AC}} - E_{gj}^{\text{BC}} - c_j) \cdot x + c_j \cdot x^2. \quad (6.4)$$

Квадратичными могут являться также зависимости от состава энергии ионизации мелкой примеси, энергий продольных и поперечных фононов и других параметров.

Рассмотренные выше выражения (6.1)–(6.4) описывают композиционные зависимости основных (структурно-нечувствительных) свойств твердого раствора, т.е. таких, численное значение которых не зависит или слабо зависит от наличия в кристалле структурных дефектов или атомов посторонних химических элементов. При рассмотрении композиционных зависимостей структурно-чувствительных свойств (какими являются, например, концентрация, подвижность и время жизни носителей заряда) необходимо учитывать изменения концентраций собственных точечных дефектов, плотности дислокаций, кон-

центраций легирующих и неконтролируемых примесей при изменении состава твердого раствора.

В случае четверного трехкомпонентного твердого раствора типа $A_xB_yC_{1-x-y}D$ зависимость величины аддитивного свойства от содержания исходных компонентов и их параметров описывается выражением

$$\begin{aligned} Q(x, y) &= Q_{AD} \cdot x + Q_{BD} \cdot y + Q_{CD} \cdot (1 - x - y) = \\ &= Q_{CD} + (Q_{AD} - Q_{CD}) \cdot x + (Q_{BD} - Q_{CD}) \cdot y. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Для четверного четырехкомпонентного твердого раствора типа $A_{1-x}B_xC_yD_{1-y}$ формула для композиционной зависимости величины аддитивного свойства имеет вид

$$\begin{aligned} Q(x, y) &= (1 - x) \cdot y \cdot Q_{AC} + x \cdot y \cdot Q_{BC} + (1 - x) \cdot (1 - y) \cdot Q_{AD} + \\ &+ x \cdot (1 - y) \cdot Q_{BD}. \end{aligned} \quad (6.6)$$

В выражениях (6.5) и (6.6) Q_{ij} – значение свойства исходного компонента ij .

6.4.3. Твердый раствор $Al_xGa_{1-x}As$

6.4.3.1. Энергетический спектр $Al_xGa_{1-x}As$

Твердый раствор $Al_xGa_{1-x}As$ существует во всем диапазоне составов: $0 < x < 1$. Он является наиболее изученным полупроводниковым твердым раствором и широко используется для создания оптоэлектронных приборов (светодиодов диапазона длин волн $\lambda = 0,67$ – $0,88$ мкм, инжекционных лазеров, фотопреобразователей), быстродействующих биполярных и полевых транзисторов, других приборов с гетеропереходами, квантовыми ямами и сверхрешетками.

Основным достоинством $Al_xGa_{1-x}As$ является слабая зависимость периода кристаллической решетки a от состава:

$$a(x) = a_{GaAs} + (a_{AlAs} - a_{GaAs}) \cdot x = 0,56533 + 0,00078 \cdot x \text{ нм}. \quad (6.7)$$

Согласно выражению (6.7) максимальное относительное несоответствие периодов решетки двух составов твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$ равно

$$\frac{1}{a} \cdot \frac{da}{dx} = 0,00138 = 0,138 \%. \quad (6.8)$$

Благодаря этому обстоятельству, удается получать достаточно совершенные гетероструктуры, сращивая между собой слои твердого раствора с различным значением x (т.е. с разной шириной запрещенной зоны).

В твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при 300 К зависимости величин разноименных энергетических зазоров от состава описываются следующими выражениями (рис. 6.8) [6]:

$$E_{g\Gamma} = 1,424 + 1,247 \cdot x \text{ эВ (при } 0 < x \leq 0,45);$$

$$E_{g\Gamma} = 1,656 + 0,215 \cdot x + 1,147 \cdot x^2 \text{ эВ (при } 0,45 < x < 1);$$

$$E_{gL} = 1,708 + 0,642 \cdot x \text{ эВ};$$

$$E_{gX} = 1,900 + 0,125 \cdot x + 0,143 \cdot x^2 \text{ эВ.} \quad (6.9)$$

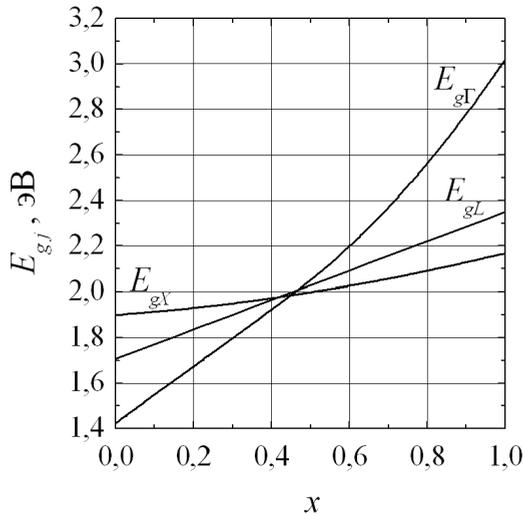


Рис. 6.8. Зависимости величин энергетических Γ -, L - и X - зазоров от состава твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при 300 К

В соответствии с этими формулами при содержании AlAs в твердом растворе $x < 0,45$ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ является прямозонным полупроводником, т.е. ширина его запрещенной зоны определяется, как и в арсениде галлия, величиной прямого энергетического зазора: $E_g \equiv E_{g\Gamma}$.

При $x > 0,45$ твердый раствор становится непрямозонным полупроводником, поскольку Γ -минимум оказывается выше X -минимумов энергии электронов в зоне проводимости и $E_g \equiv E_{gX}$. Ширина запре-

щенной зоны «пограничного» состава с $x_{\Gamma X} = 0,45$:
 $E_g^{\Gamma X}(300 \text{ K}) = 1,985 \text{ эВ}$.

Отметим, что в соответствии с выражениями (6.9) и рис. 6.8 величина энергетического L -зазора во всем интервале составов $0 < x < 1$ превышает ширину запрещенной зоны, хотя вблизи состава с $x = 0,45$ величины Γ , L и X -зазоров довольно близки.

6.4.3.2. Концентрация электронов в различных минимумах зоны проводимости $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Как видно из рис. 6.8, в определенной области составов значения энергий электронов, находящихся в различных минимумах зоны проводимости $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, близки. Поэтому при комнатной температуре равновесные или возбужденные свободные электроны перераспределяются между минимумами различного типа. Другими словами, в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ могут одновременно существовать электроны с различной эффективной массой, подвижностью и временем жизни. Это обстоятельство необходимо учитывать и можно использовать при конструировании приборов.

Для нахождения равновесных концентраций электронов в различных минимумах зоны проводимости $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ необходимо решить уравнение электронейтральности (см. выражение (1.43)). При этом следует учесть, что в $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ атом легирующей примеси создает донорные уровни под каждым типом минимумов зоны проводимости: уровень E_{d1} в запрещенной зоне под основным минимумом зоны проводимости, уровни E_{d2} и E_{d3} – под побочными минимумами энергии.

С учетом сказанного уравнение электронейтральности для $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ будет иметь вид:

$$N_{c\Gamma}F_{1/2}(\eta_{\Gamma}) + N_{cL}F_{1/2}(\eta_L) + N_{cX}F_{1/2}(\eta_X) - N_vF_{1/2}(-\eta_{\Gamma} - \varepsilon_{\Gamma}) = \\ = \frac{N_d}{1 + g_{d1}\exp\left(\frac{F_0 - E_{d1}}{kT}\right) + g_{d2}\exp\left(\frac{F_0 - E_{d2}}{kT}\right) + g_{d3}\exp\left(\frac{F_0 - E_{d3}}{kT}\right)}, \quad (6.10)$$

где N_{cj} и N_v – эффективные плотности состояний в минимумах зоны проводимости и в максимуме валентной зоны; $F_{1/2}(\eta_j)$ – интеграл

Ферми-Дирака порядка 1/2; $\eta_j = \frac{F_0 - E_{cj}}{kT}$; $\varepsilon_{i\Gamma} = \frac{E_{c\Gamma} - E_v}{kT}$; g_{dj} – факторы вырождения донорных уровней.

Результаты численного решения уравнения электронейтральности (6.10) для $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Te}$ с концентрацией донорных атомов теллура $N_{\text{Te}} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ изображены на рис. 6.9.

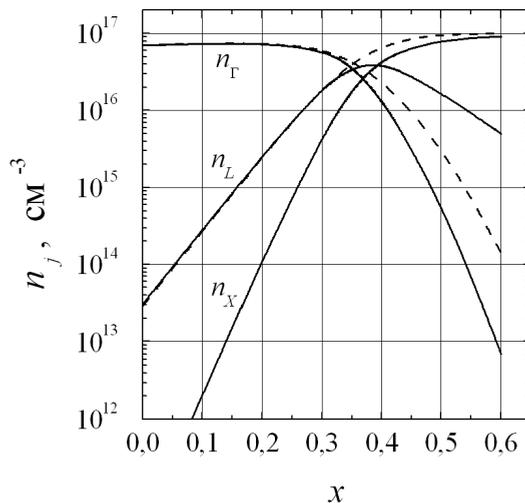


Рис. 6.9. Композиционные зависимости концентраций электронов при 300 К в минимумах различного типа зоны проводимости $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Te}$ с $N_{\text{Te}} = 10^{17} \text{ см}^{-3}$

При увеличении содержания AlAs в области $0 < x \leq 0,2$ концентрация Г-электронов практически не изменяется. В области составов с $0,34 \leq x \leq 0,4$ концентрации электронов в минимумах всех трех типов сравнимы по величине (отличаются не более, чем в три раза). При $x \geq 0,4$ концентрация электронов в X-минимумах превышает все остальные.

6.4.3.3. Зависимость люминесцентных свойств $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от состава твердого раствора

Известно, что внутренний квантовый выход люминесценции полупроводника η_i зависит от соотношения скоростей (теплов) излучательной r_i и безызлучательной r_6 рекомбинации (см. выражение (3.16)). В свою очередь, темп межзонной излучательной рекомбинации

в полупроводнике (см. выражение (3.4)) определяется величиной коэффициента межзонной излучательной рекомбинации γ_r . При изменении типа энергетической структуры с прямой на непрямую величина γ_r уменьшается на 3–5 порядков, что приводит к уменьшению внутреннего квантового выхода η_i .

С учетом этого обстоятельства рассмотрим зависимость внутреннего квантового выхода люминесценции $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от состава твердого раствора. Смена типа энергетической структуры в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с прямой на непрямую происходит при $x_{\Gamma X} = 0,45$ и ширине запрещенной зоны $E_g^{\Gamma X}(300\text{ K}) = 1,985$ эВ. (Отметим, что энергия фотона $h\nu \approx 1,985$ эВ, испускаемого при межзонной рекомбинации, соответствует красному излучению с длиной волны $\lambda \approx 0,625$ мкм.) Для упрощения будем использовать двухдолинную модель полупроводника, т.е. пренебрежем наличием L -минимумов в зоне проводимости, поскольку, как следует из рис. 6.9, концентрация L -электронов может превышать остальные только в очень узкой области составов.

Итак, пусть в p - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ создаются избыточные электронно-дырочные пары (например, в результате инжекции). Будем считать, что избыточные концентрации электронов Δn_j значительно превышают равновесные n_{0j} , но уровень возбуждения поддерживается низким, т.е. выполняется соотношение $n_{0\Gamma} + n_{0X} \ll \Delta n_{\Gamma} + \Delta n_X \ll p_0$. До рекомбинации избыточные электроны успевают прийти в тепловое равновесие между собой и с атомами решетки кристалла. Поэтому избыточные концентрации электронов в Γ - и X -минимумах зоны проводимости можно выразить с использованием общего квазиуровня Ферми F_n :

$$\Delta n_{\Gamma} = n_{\Gamma} - n_{0\Gamma} \cong n_{\Gamma} = N_{c\Gamma} \exp\left(-\frac{E_{c\Gamma} - F_n}{kT}\right) \quad (6.11)$$

и

$$\Delta n_X = n_X - n_{0X} \cong n_X = N_{cX} \exp\left(-\frac{E_{cX} - F_n}{kT}\right). \quad (6.12)$$

Поскольку коэффициент межзонной излучательной рекомбинации для X -электронов на несколько порядков ниже, чем для Γ -электронов, положим его равным нулю и будем считать, что излучение возникает только в результате межзонной рекомбинации электронов, находящихся в Γ -минимуме. Тогда в соответствии с выражением (3.4) для темпа излучательной рекомбинации будем иметь

$$r_i \cong \gamma_r \cdot p_0 \cdot \Delta n_{\Gamma}. \quad (6.13)$$

Выражение для темпа безызлучательной рекомбинации запишем, полагая, что он определяется захватом электронов обоих типов минимумов на одни и те же локальные центры, концентрация которых не зависит от состава твердого раствора:

$$r_{\bar{6}} \cong \gamma_{i\Gamma} \cdot N_t^0 \cdot \Delta n_{\Gamma} + \gamma_{iX} \cdot N_t^0 \cdot \Delta n_X, \quad (6.14)$$

где N_t^0 – концентрация пустых безызлучательных центров; γ_{ij} – коэффициент захвата электронов j -минимума центром.

Величина внутреннего квантового выхода люминесценции твердого раствора запишется:

$$\begin{aligned} \eta_i &= \frac{1}{1 + \frac{r_{\bar{6}}}{r_n}} \cong \frac{1}{1 + \frac{\gamma_{i\Gamma} \cdot N_t^0}{\gamma_r \cdot p_0} + \frac{\gamma_{iX} \cdot N_t^0}{\gamma_r \cdot p_0} \cdot \frac{N_{cX}}{N_{c\Gamma}} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta_{X\Gamma}(x)}{kT}\right)} = \\ &= \frac{1}{1 + \frac{\gamma_{i\Gamma} \cdot N_t^0}{\gamma_r \cdot p_0} + \frac{\gamma_{iX} \cdot N_t^0}{\gamma_r \cdot p_0} \cdot \left(\frac{m_{dX}^*}{m_{n\Gamma}^*}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\Delta_{X\Gamma}(x)}{kT}\right)}. \end{aligned} \quad (6.15)$$

При увеличении x значение энергетического зазора $\Delta_{X\Gamma} = E_{cX} - E_{c\Gamma}$ уменьшается до нуля и затем становится отрицательным. Это приводит к падению η_i с увеличением содержания AlAs в активной области излучающего прибора на основе твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, т.е. с уменьшением длины волны в максимуме спектра излучателя. Область составов (или интервал энергий фотонов), при которых наблюдается резкое уменьшение внутреннего квантового выхода люминесценции, находится вблизи значения $x_{\Gamma X} = 0,45$ (или $E_g^{\Gamma X}(300 \text{ K}) = 1,985 \text{ эВ}$), однако зависит также от величины отношения

$\frac{\gamma_{iX} \cdot N_t^0}{\gamma_r \cdot p_0}$. Экспериментальная зависимость внутреннего квантового

выхода фотолюминесценции $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при 300 К от энергии фотонов в максимуме спектра (и состава твердого раствора) представлена на рис. 6.10 [7]. Кривые 1 и 2 на этом рисунке построены по формуле

(6.15) при разной величине отношения $\frac{\gamma_{iX} \cdot N_t^0}{\gamma_r \cdot p_0}$.

Аналогичные зависимости $\eta_i = \eta_i(x)$ или $\eta_i = \eta_i(h\nu_m)$ должны иметь место для других твердых растворов, у которых при изменении

состава также наблюдается смена типа энергетической структуры: $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$, $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$, $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$, $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$, $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$.

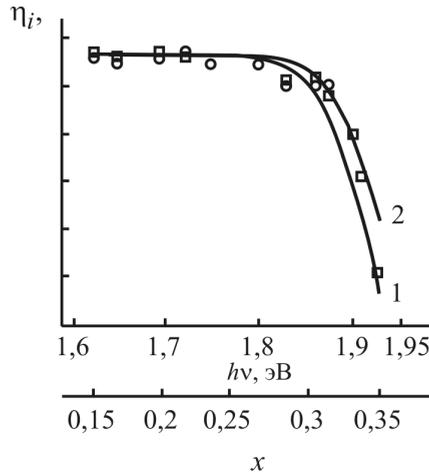


Рис. 6.10. Зависимость внутреннего квантового выхода фотолюминесценции $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}:\text{Zn}$ от состава твердого раствора, $N_{\text{Zn}} = (2\div 3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [7]. Кривые 1 и 2 – расчётные

6.4.3.4. Гетероструктуры на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Для построения энергетических диаграмм гетеропереходов часто используется величина электронного сродства χ^0 – энергии, необходимой для удаления электрона со дна зоны проводимости на уровень «вакуума» (за пределы полупроводника) (см. п. 5.2.1). Величина электронного сродства зависит от состава твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ следующим образом [6]:

$$\begin{aligned} \chi^0(x) &= 4,07 - 1,1 \cdot x \quad (0 \leq x \leq 0,45), \\ \chi^0(x) &= 3,64 - 0,14 \cdot x \quad (0,45 < x \leq 1), \end{aligned} \quad (6.16)$$

т.е. монотонно уменьшается по мере увеличения содержания AlAs в твердом растворе. Рассчитанные с помощью этих значений по формулам (5.2) и (5.3) величины скачков дна зоны проводимости (ΔE_c^I) и толчка валентной зоны (ΔE_v^I) в гетеропереходе $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ представлены в приложении 5 для различных значений x . В приложении приведены также положение уровня локальной электронейтральности E_{LNL} относительно дна зоны проводимости и величины скачков ΔE_c^{II} и ΔE_v^{II} , рассчитанные по формулам (5.6) и (5.3).

На основе анализа экспериментального энергетического спектра квантовых состояний в гетероструктурах GaAs/Al_{0,2}Ga_{0,8}As со сверхтонкими слоями были оценены величины скачков дна зоны проводимости и потолка валентной зоны и получены следующие соотношения [8]:

$$\frac{\Delta E_c}{E_{g2} - E_{g1}} = 0,85 \pm 0,03, \quad (6.17)$$

$$\frac{\Delta E_v}{E_{g2} - E_{g1}} = 0,15 \pm 0,03. \quad (6.18)$$

Рассчитанные с помощью выражений (6.17) и (6.18) в предположении, что они остаются справедливыми и для других составов твердого раствора, значения ΔE_c^{III} и ΔE_v^{III} также представлены в приложении 5. Как видно из таблицы, значения скачков, рассчитанные на основе электронного сродства и на основе экспериментальных данных, довольно близки. При этом величина скачка потолка валентной зоны в 5,7–7,5 раз меньше скачка дна зоны проводимости.

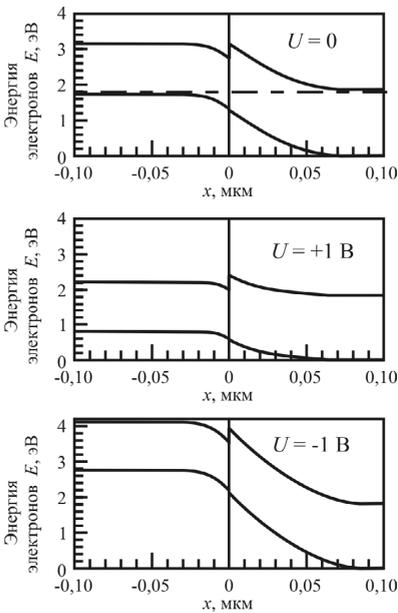


Рис. 6.11. Энергетические диаграммы гетероперехода p -GaAs/ N -Al_{0,3}Ga_{0,7}As ($p_p = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $n_N = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) при различных смещениях U [8]

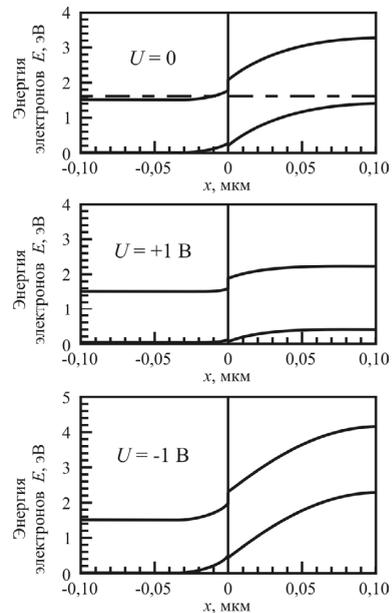


Рис. 6.12. Энергетические диаграммы гетероперехода n -GaAs/ P -Al_{0,3}Ga_{0,7}As ($n_n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $p_P = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) при различных смещениях U [8]

На рис. 6.11 представлены рассчитанные энергетические диаграммы резкого гетероперехода p -GaAs/ N -Al_{0,3}Ga_{0,7}As в равновесии, при положительном и отрицательном смещениях [8]. Концентрация дырок в p -GaAs принималась равной $p_p = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, концентрация электронов в N -Al_{0,3}Ga_{0,7}As — $n_N = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Аналогичные энергетические диаграммы резкого гетероперехода n -GaAs/ P -Al_{0,3}Ga_{0,7}As показаны на рис. 6.12 для $n_n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $p_P = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

На рис. 6.13 приведены рассчитанные энергетические диаграммы двойной гетероструктуры N -Al_{0,3}Ga_{0,7}As/ p -GaAs/ P -Al_{0,3}Ga_{0,7}As при нулевом смещении и прямом смещении $U = 1,43 \text{ В}$.

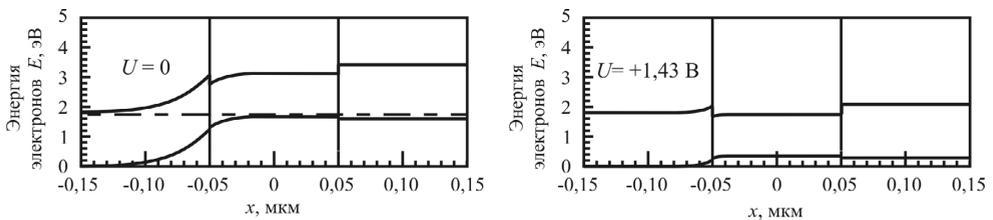


Рис. 6.13. Энергетические диаграммы двойной гетероструктуры N -Al_{0,3}Ga_{0,7}As/ p -GaAs/ P -Al_{0,3}Ga_{0,7}As ($n_N = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $p_p = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $p_P = 1,5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) в равновесии и при прямом смещении [8]

Как видно из рисунков, разрыв дна зоны проводимости ΔE_c создает потенциальный барьер для электронов на p - P -гетеропереходе и тем самым локализует инжектированные через N - p -гетеропереход электроны в активном узкозонном слое p -GaAs, в котором и происходит излучательная рекомбинация. Равновесная концентрация дырок в активном слое равна $p_p = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

6.4.4. Четверной твердый раствор $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$

Четверной (и четырехкомпонентный) твердый раствор $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ широко применяется для создания оптоэлектронных приборов и оптоэлектронных интегральных схем диапазона длин волн $\lambda = 1,2$ – $1,6 \text{ мкм}$ и других приборов с гетеропереходами.

Формально данный твердый раствор представляет смесь четырех бинарных соединений: InAs, GaAs, InP и GaP. Периоды решетки и значения ширины запрещенной зоны этих соединений при 300 К представлены в приложениях 1 и 2.

На рис. 6.14 представлена графически связь ширины запрещенной зоны E_g с периодом решетки a для данных полупроводниковых соединений и твердых растворов, которые они способны образовать между собой. Линии, ограничивающие фигуру, изображают зависимости $E_g = E_g(a)$ для тройных твердых растворов $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{P}$; $\text{InAs}_y\text{P}_{1-y}$, $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ и $\text{GaAs}_y\text{P}_{1-y}$. Сама фигура изображает область возможных значений ширины запрещенной зоны и периодов решетки кристаллов твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$.

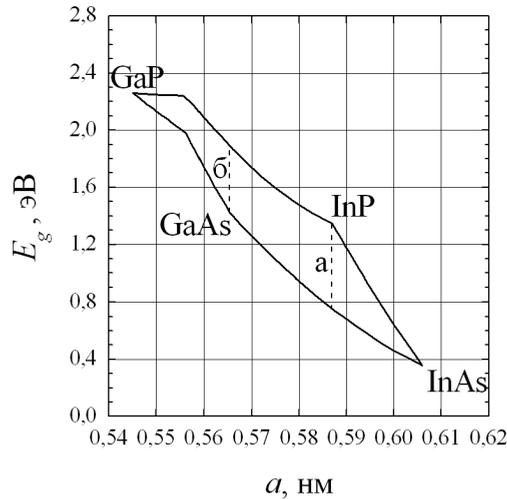


Рис. 6.14. Область возможных значений ширины запрещенной зоны и периодов решетки кристаллов твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ при 300 К

Период решетки данного твердого раствора линейно зависит от содержания каждого из компонентов и выражается формулой

$$a(x, y) = (1-x) \cdot y \cdot a_{\text{InAs}} + x \cdot y \cdot a_{\text{GaAs}} + (1-x) \cdot (1-y) \cdot a_{\text{InP}} + x \cdot (1-y) \cdot a_{\text{GaP}}. \quad (6.19)$$

Ширина запрещенной зоны $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ как функция состава описывается следующим полиномом третьей степени относительно x и y :

$$E_g(300 \text{ K}) \equiv E_g(x, y) = 1,35 + 0,668x - 1,068y + 0,758x^2 + 0,078y^2 - 0,069xy - 0,322x^2y + 0,03xy^2 \text{ эВ}. \quad (6.20)$$

Как видно из рис. 6.14, возможно получение кристаллов твердого раствора, имеющих один и тот же период кристаллической решетки, но разную ширину запрещенной зоны. Это обстоятельство и является

важнейшим преимуществом четверных твердых растворов по отношению к тройным растворам, у которых изменение ширины запрещенной зоны неизбежно сопровождается изменением периода решетки.

Приборные структуры на основе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ получают последовательным наращиванием монокристаллических слоев твердого раствора разного состава на исходных пластинах (подложках) из InP или GaAs . При этом для получения структуры с высоким кристаллическим совершенством необходимо, чтобы периоды решетки всех наращиваемых слоев совпадали с периодом решетки подложки.

Найдем область составов твердого раствора, у которых период решетки a в точности равен периоду решетки фосфида индия. (На рис. 6.14 точки, изображающие эти составы, лежат на вертикальном отрезке **a.**) Для этого выразим y из уравнения

$$a(x, y) = a_{\text{InP}}. \quad (6.21)$$

Используя выражение (6.19) для $a(x, y)$, получим

$$\begin{aligned} y &= \frac{(a_{\text{InP}} - a_{\text{GaP}}) \cdot x}{(a_{\text{InAs}} - a_{\text{InP}}) + (a_{\text{GaAs}} - a_{\text{InAs}} + a_{\text{InP}} - a_{\text{GaP}}) \cdot x} = \\ &= \frac{0,04175 \cdot x}{0,01897 + 0,00124 \cdot x}. \end{aligned} \quad (6.22)$$

Второе слагаемое в знаменателе выражения (6.22) слабо влияет на величину y . Заменив в нем x средним значением (которое, как будет видно далее, равно 0,23), получаем так называемое условие изопериодности слоев твердого раствора с подложкой InP :

$$y \cong 2,17x. \quad (6.23)$$

Таким образом, если при замене в среднем каждых 100 атомов индия атомами галлия в решетке твердого раствора одновременно заменять 217 атомов фосфора атомами мышьяка, период решетки раствора будет оставаться равным периоду решетки фосфида индия.

С учетом условия (6.23) составы твердого раствора, изопериодные с InP , можно полностью характеризовать только одним параметром, например y . Ширина запрещенной зоны таких составов, вместо формулы (6.20), описывается полиномом второй степени

$$E_g(300\text{K}) \equiv E_g(y) = 1,35 - 0,738y + 0,138y^2 \text{ эВ}, \quad (6.24)$$

аналогичным выражению для тройных твердых растворов.

При $y = 0$ (и соответственно $x = 0$) твердый раствор вырождается в кристалл фосфида индия: $\text{In}_1\text{Ga}_0\text{As}_0\text{P}_1 \equiv \text{InP}$, в соответствии с выра-

жением (6.24) имеющий ширину запрещенной зоны $E_g(300\text{ K}) = 1,35\text{ эВ}$. Минимальное же значение ширины запрещенной зоны имеет состав с $y = 1$. При этом в соответствии с более точным условием изопериодности (6.22) $x = 0,47$, и получаем тройной твердый раствор $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}_1\text{P}_0 \equiv \text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, для которого $E_g(300\text{ K}) \equiv E_g(\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}) = 0,75\text{ эВ}$.

Во всей области составов, изопериодных с InP : $0 \leq y \cong 2,17x \leq 1$ (см. отрезок *a* на рис. 6.14), твердый раствор $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ является прямозонным. Диапазону энергий фотонов $h\nu = 0,75\text{--}1,35\text{ эВ}$ соответствует интервал длин волн $\lambda = 1,65\text{--}0,92\text{ мкм}$ ближней ИК-области.

В приложении 6 представлены величины скачков краев запрещенных зон в гетеропереходах $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$, рассчитанные по энергиям электронного сродства ($\Delta E_c^I, \Delta E_v^I$, см. формулы (5.2) и (5.3)), по уровням локальной электронейтральности ($\Delta E_c^{II}, \Delta E_v^{II}$, формулы (5.6) и (5.3)), по высотам барьеров Шоттки Φ_b для электронов ($\Delta E_c^{III}, \Delta E_v^{III}$, формулы (5.7) и (5.3)).

Как видно из рис. 6.14, твердый раствор $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ имеет составы, периоды решетки которых совпадают с периодом решетки арсенида галлия. (Эти составы изображены вертикальным отрезком *b*.) При выращивании на подложках из GaAs условие изопериодности слоя твердого раствора и подложки $a(x,y) = a_{\text{GaAs}}$ сводится к соотношению

$$y = \frac{0,4175x - 0,2154}{0,1897 + 0,0124x} \approx 2,09x - 1,09, \quad (6.25)$$

в котором $0,52 \leq x \leq 1$.

6.4.5. Другие твердые растворы

Перечислим еще ряд систем полупроводниковых твердых растворов, которые используются в оптоэлектронных приборах. Зависимости $E_g = E_g(x)$ для ряда тройных твердых растворов соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ представлены в приложении 7.

Для создания светодиодов красного, оранжевого, желтого и зеленого свечения с не очень высокой яркостью используются слои твердого раствора $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ [5]. Ширина запрещенной зоны этого твердого раствора при 300 К изменяется от $E_g^{\text{GaAs}} = 1,424\text{ эВ}$ ($\lambda_g = 0,871\text{ мкм}$) до

$E_g^{\text{GaP}} = 2,260$ эВ ($\lambda_g = 0,549$ мкм). Однако при содержании GaP $x > 0,45$ ($E_g > 1,977$ эВ; $\lambda_g < 0,627$ мкм) основным минимумом зоны проводимости становится не прямой X -минимум. Поэтому при $x > 0,3$ внутренний квантовый выход светодиодов резко падает [5]. Эпитаксиальные светодиодные структуры с $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ выращиваются на подложках GaAs с использованием буферных слоев промежуточных составов. Несмотря на это, структуры содержат большую плотность дислокаций из-за большого несоответствия периодов решетки активного слоя твердого раствора и подложки. Это дополнительно снижает внутренний квантовый выход приборов.

Твердый раствор AlGaInP является материалом для создания сверхъярких светодиодов красного, оранжевого и желтого цветов [5], а также гетерофотопреобразователей. Слои этого твердого раствора также выращиваются на подложках из GaAs. При этом период решетки тройного твердого раствора $\text{Ga}_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ совпадает с периодом решетки арсенида галлия. Если учесть, что ковалентные радиусы атомов галлия и алюминия почти одинаковы, то при замене в данном тройном растворе части атомов Ga атомами Al образующийся четверной твердый раствор состава $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ тоже будет согласованным по периоду решетки с подложкой GaAs, но обладать большей шириной запрещенной зоны. При этом в области составов с $x < 0,5-0,53$ четверной раствор обладает прямозонной структурой (рис. 6.15). Ширина запрещенной зоны в области прямозонных составов описывается выражением [5]:

$$E_{g\Gamma} = 1,91 + 0,61 \cdot x \text{ эВ.} \quad (6.26)$$

В точке пересечения Γ - и X -минимумов $E_g^{\Gamma X}(300 \text{ К}) = 2,233$ эВ, $\lambda_g = 0,555$ мкм.

Следует отметить, что в данном твердом растворе может наблюдаться определенная упорядоченность расположения атомов в катионной подрешетке, что сказывается на значении ширины запрещенной зоны твердого раствора.

Твердый раствор $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ используется для создания активных областей сверхъярких светодиодов синего и зеленого свечений [5]. Слои $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ имеют структуру вюрцита и выращиваются на подложках из сапфира Al_2O_3 или карбида кремния SiC. Из-за несоответствия периодов решеток слои содержат высокую плотность проникающих дислокаций – $10^7-10^9 \text{ см}^{-2}$. Помимо проблемы с легированием акцепторами, характерной для нитридов, сложность представляет выращи-

вание слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с большим содержанием InN . Одной из причин является испарение In с поверхности выращиваемого слоя [5].

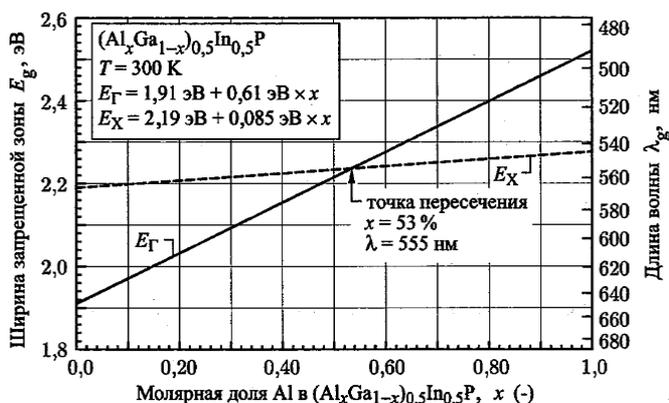


Рис. 6.15. Зависимости ширины запрещенной зоны и длины волны излучения от параметра x для твердого раствора $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ с неупорядоченными атомами. Состав согласован по периоду решетки с GaAs [5]

Твердый раствор $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ является прямозонным во всей области составов. На зависимость ширины запрещенной зоны от состава существенно влияют остаточные механические напряжения в гетероэпитаксиальных слоях. На рис. 6.16 пунктирной линией 1 изображена зависимость [5]:

$$E_{g\Gamma} = 3,42 - 5,05 \cdot x + 2,4x^2 \text{ эВ}, \quad (6.27)$$

которая, по-видимому, относится к напряженным слоям. Кривой 2 на рисунке изображена зависимость

$$E_{g\Gamma} = 3,39 - 3,57 \cdot x \text{ эВ}, \quad (6.28)$$

рассчитанная для ненапряженных слоев в работе [9].

Твердый раствор $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ также имеет прямую структуру зон во всем диапазоне составов. На основе слоев этого твердого раствора изготавливаются активные области светодиодов и фотодиодов ультрафиолетового диапазона [5]. Кроме этого, слои $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ входят в состав гетероструктур для оптоэлектронных приборов видимой части спектра. Зависимость ширины запрещенной зоны от состава выражается формулой [5]:

$$E_{g\Gamma} = 3,42 + 1,86 \cdot x + x^2 \text{ эВ}. \quad (6.29)$$

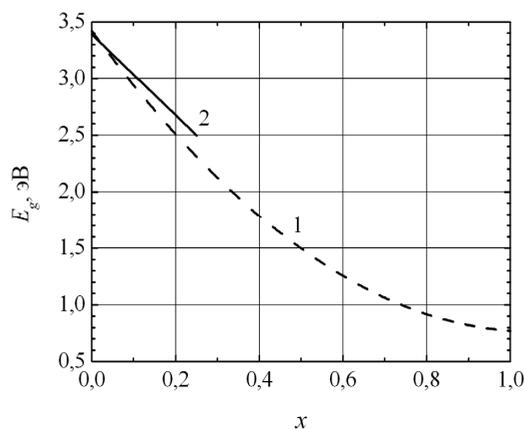


Рис. 6.16. Зависимости ширины запрещенной зоны от состава твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в случае слоев с остаточными механическими напряжениями (1) и слоев, свободных от напряжений (2) [5, 9]

На рис. 6.17 приведены спектральные зависимости коэффициентов поглощения оптического излучения в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ различных составов [10].

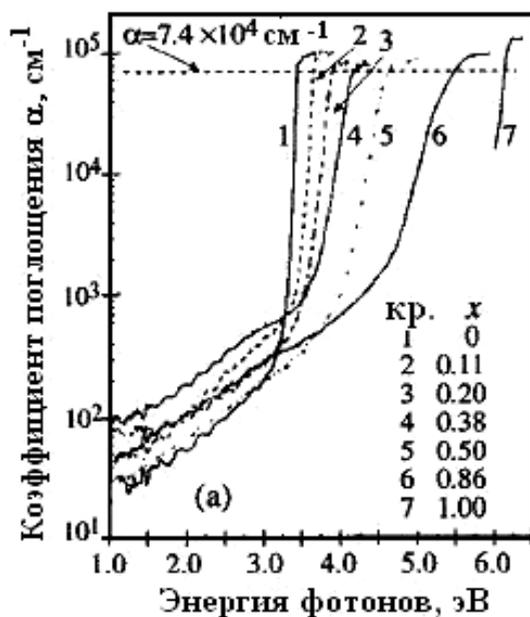


Рис. 6.17. Зависимости коэффициента поглощения от энергии фотонов для слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ различного состава при комнатной температуре [10]

Контрольные вопросы

1. Дайте характеристику основных свойств германия.
2. Дайте характеристику основных свойств кремния.
3. Дайте общую характеристику полупроводниковым соединениям типа $A^{III}B^V$.
4. Расскажите о строении, энергетическом спектре и других основных свойствах кристаллов арсенида галлия.
5. Дайте общую характеристику нитридам алюминия, галлия, индия.
6. Что такое полупроводниковый твердый раствор?
7. Как зависят от состава основные и структурно-чувствительные свойства полупроводниковых тройных и четверных твердых растворов?
8. Охарактеризуйте изменение энергетического спектра, электрофизических и люминесцентных свойств при изменении состава твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$.
9. На примере твердого раствора $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ поясните преимущества четырехкомпонентного твердого раствора для создания оптоэлектронных приборов.
10. Для изготовления каких оптоэлектронных приборов применяются слои твердого раствора $(Al_xGa_{1-x})_{0,5}In_{0,5}P$ и почему в формуле, обозначающей их состав, используются указанные значения индексов?
11. Какие твердые растворы на основе нитрида галлия используются в оптоэлектронике?

7. Фотодиоды

Фотодиод – это полупроводниковый диод с потенциальным барьером, предназначенный для обнаружения и/или измерения параметров оптического излучения.

Фотодиоды широко используются в различных оптоэлектронных устройствах, системах передачи информации, слежения, наведения, лазерной дальнометрии, спектроскопии и др.

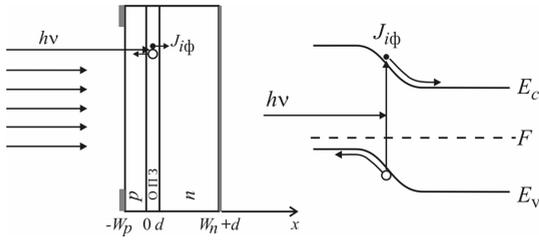
7.1. Природа фотоэффекта в p - n -переходе

Пусть на p - n -переход, первоначально находившийся в условиях равновесия, со стороны p -области падает оптическое излучение с энергией фотонов $h\nu > E_g$ (рис. 7.1). В результате поглощения излучения в полупроводнике начнется оптическая генерация свободных электронов и дырок, которая в зависимости от энергии фотонов (т.е. от длины волны падающего излучения) может происходить в различных частях p - n -структуры.

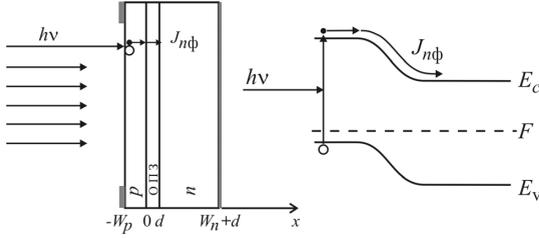
При этом носители заряда, возникающие внутри области пространственного заряда (ОПЗ), будут сразу разделяться контактным электрическим полем p - n -перехода и выбрасываться: дырки – в p -область, электроны – в n -область (рис. 7.1, а).

Вследствие непрерывной, быстрой очистки от избыточных носителей концентрация их в ОПЗ и на ее границах близка к нулю. Поэтому в соседних нейтральных p - и n -областях, где также происходит фотогенерация, у границ с ОПЗ возникают градиенты концентраций неосновных носителей заряда – электронов и дырок. Эти градиенты приводят к появлению диффузионных потоков избыточных неосновных носителей, генерированных излучением в толще p - и n -областей, направленных к p - n -переходу (см. рис. 7.1, б, в). Подхватенные затем электрическим полем ОПЗ электроны и дырки будут попадать в те области p - n -структуры, где являются основными носителями. Заметим, что достичь ОПЗ способны только те избыточные носители, которые возникают на удалении от нее, равном 2–3 диффузионным длинам.

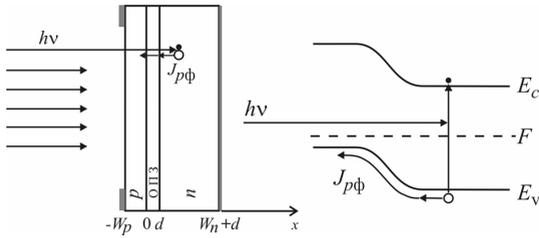
Таким образом, в результате освещения p - n -перехода через него потечет электрический ток, по природе и по направлению аналогичный обратному току. Этот ток называется *фототоком*.



a



б



в

Рис. 7.1. Биполярная (а), электронная (б) и дырочная (в) компоненты фототока в p - n -переходе

7.2. Режимы работы фотодиода

Рассмотрим различные способы включения фотодиода с p - n -переходом во внешнюю цепь (рис. 7.2).

Если замкнуть накоротко контакты освещенного фотодиода, то фототок потечет и во внешней цепи. (На рис. 7.2, а сопротивление амперметра близко к нулю.) Этот фототок называется *фототоком короткого замыкания*: $|I_{кз}| = I_{\phi}$. При этом внешняя разность потенциалов в p - n -переходе $U = 0$.

Если разомкнуть внешнюю цепь, т.е. устремить величину сопротивления нагрузки R_n к бесконечности, то в результате разделения освещенным p - n -переходом избыточных электронов и дырок p -область приобретет положительный, а n -область – отрицательный по-

тенциал. (На рис. 7.2, б роль нагрузки выполняет высокое входное сопротивление вольтметра.) В результате между p - и n -областями возникнет разность потенциалов U_ϕ , которая называется *фотоэдс*. При этом p - n -переход оказывается смещенным в прямом направлении, т.е. высота равновесного потенциального барьера Φ_k уменьшается на величину eU_ϕ .

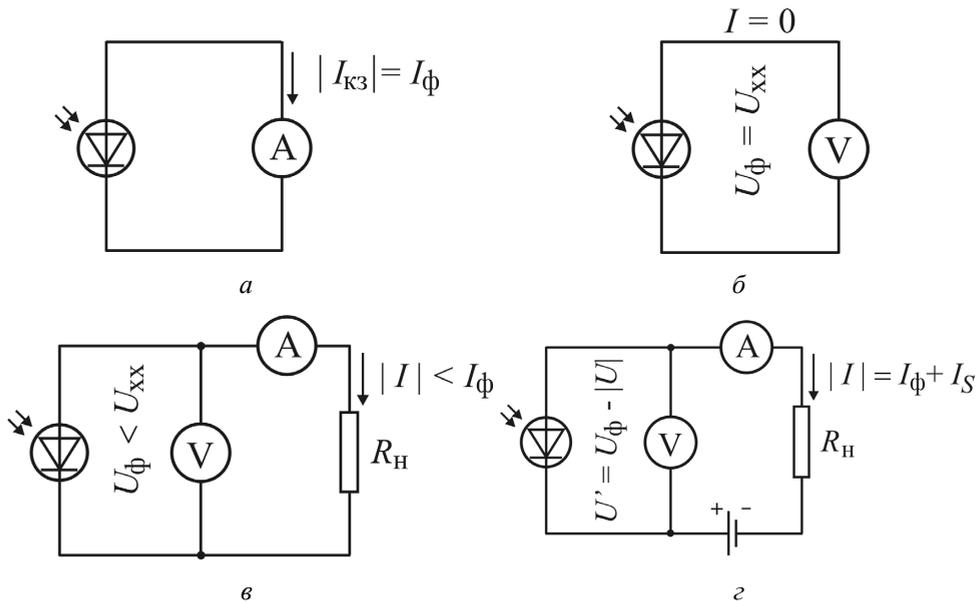


Рис. 7.2. Режимы включения фотодиода в цепь: короткого замыкания (а), холостого хода (б), вентильный (в), фотодиодный (г)

Появившееся прямое смещение, т.е. фотоэдс, создает прямой ток. Фотоэдс будет нарастать в результате разделения генерированных светом носителей заряда до тех пор, пока увеличивающийся прямой ток не скомпенсирует фототок. Режим с $R_n \rightarrow \infty$ называется *режимом холостого хода*, а установившееся значение фотоэдс $U_\phi = U_{xx}$ – *фотоэдс холостого хода*.

Найдем ее величину. Для этого предположим, что прямой ток через p - n -переход является чисто диффузионным током

$$I_{\text{диф}} = I_S \left[\exp\left(\frac{eU_\phi}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (7.1)$$

При равенстве прямого тока и фототока

$$I_S \left[\exp\left(\frac{eU_{xx}}{kT}\right) - 1 \right] = I_\phi \quad (7.2)$$

для фотоэдс холостого хода получаем

$$U_{\text{хх}} = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{I_{\Phi}}{I_S} + 1 \right). \quad (7.3)$$

Если сопротивление нагрузки имеет конечную величину $0 < R_{\text{н}} < \infty$ (рис. 7.2, в), то ток во внешней цепи диода I будет меньше, чем фототок короткого замыкания, а разность потенциалов в p - n -переходе U_{Φ} будет меньше, чем фотоэдс холостого хода. В этом случае прямой диффузионный ток в p - n -переходе $I_{\text{диф}}$ не будет полностью компенсировать фототок, и через сопротивление нагрузки $R_{\text{н}}$ будет протекать результирующий ток

$$I = I_{\text{диф}} - I_{\Phi} = I_S \left[\exp \left(\frac{eU_{\Phi}}{kT} \right) - 1 \right] - I_{\Phi} = -\frac{U_{\Phi}}{R_{\text{н}}}. \quad (7.4)$$

(Следует отметить, что в соответствии с выражением (7.4) ток I является отрицательным, поскольку он по направлению противоположен прямому току $I_{\text{диф}}$ и совпадает с фототоком I_{Φ}). Режим работы фотодиода при отсутствии источника питания во внешней цепи называется *вентильным*. В вентильном режиме разность потенциалов в p - n -переходе равняется падению напряжения на сопротивлении нагрузки. В этом режиме освещенный p - n -переход является источником электрической энергии. В вентильном режиме работают фотоэлектрические преобразователи – солнечные элементы.

При использовании фотодиодов для приема оптических сигналов на них обычно подается смещение от внешнего источника, как правило, обратное (рис. 7.2, г). Режим работы фотодиода с источником внешнего напряжения называется *фотодиодным*. В этом случае напряжение на p - n -переходе $U' = U_{\Phi} + U$ складывается из фотоэдс U_{Φ} и напряжения U от внешнего источника. Для фотодиодного режима выражение (7.4) принимает вид

$$I = I_S \left[\exp \left(\frac{eU'}{kT} \right) - 1 \right] - I_{\Phi} = \frac{E_0 - U'}{R_{\text{н}}}, \quad (7.5)$$

где E_0 – ЭДС внешнего источника напряжения.

Выражения (7.4) и (7.5) называются уравнениями фотодиода. В отсутствие оптического излучения $I_{\Phi} = 0$ и выражение (7.5) описывает обычную вольт-амперную характеристику p - n -перехода (кривая I на рис. 7.3).

При освещении вся характеристика сдвигается вниз на величину фототока короткого замыкания I_{Φ} (кривая 2). При большом обратном

смещении ($E_0 < 0$ и $|U| = |U| - U_\phi \gg kT/e$) получаем: $I = -(I_S + I_\phi)$ (см. рис. 7.2, *з* и рис. 7.3).

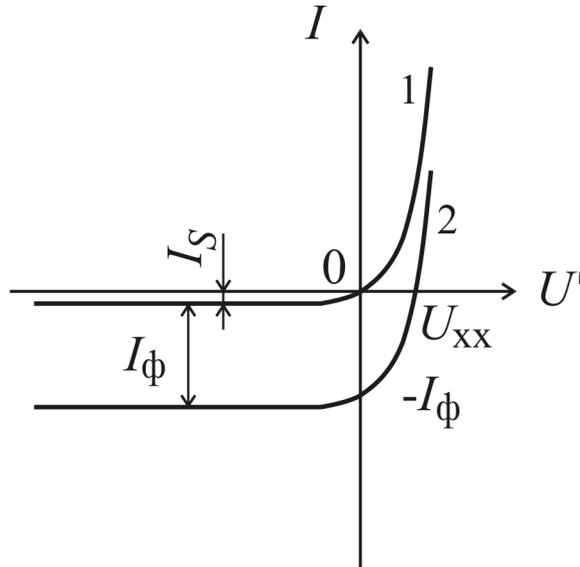


Рис. 7.3. Вольт-амперные характеристики фотодиода: темновая (1), при освещении (2)

7.3. Зависимость величины фототока от параметров фотодиодной структуры и оптического излучения

До сих пор, рассматривая работу фотодиода с p - n -переходом, мы не задавались вопросом о величине фототока короткого замыкания I_ϕ . В данном подразделе рассмотрим, как величина I_ϕ связана с параметрами областей фотодиода и оптического излучения.

Рассмотрим освещенный фотодиод в режиме короткого замыкания (см. рис. 7.1 и 7.2, *а*). В соответствии с рис. 7.1 полная величина плотности фототока представляет сумму трех составляющих:

$$J_\phi = J_{i\phi} + J_{n\phi} + J_{p\phi}, \quad (7.6)$$

здесь $J_{i\phi}$ – плотность тока, обусловленного разделением электронно-дырочных пар, создаваемых оптическим излучением внутри ОПЗ p - n -перехода (т.е. при $0 < x < d$; см. рис. 7.1, *а*); $J_{n\phi}$ – плотность тока, обусловленного экстракцией избыточных (т.е. генерированных светом) электронов из p -области (рис. 7.1, *б*); $J_{p\phi}$ – плотность тока экстракции избыточных дырок из n -области (рис. 7.1, *в*).

Обсудим каждую составляющую.

7.3.1. Расчет величины $J_{i\phi}$

Поскольку электроны и дырки, создаваемые светом внутри ОПЗ, быстро разделяются внутренним электрическим полем, их рекомбинацией можно пренебречь и считать, что все они дают вклад в фототок. Поэтому величина составляющей плотности фототока $J_{i\phi}$ (для краткости можно называть ее «биполярной» – в отличие от других составляющих) будет равна числу пар носителей, генерируемых в единицу времени на всем протяжении ОПЗ, умноженному на элементарный заряд [1]:

$$\begin{aligned} J_{i\phi} &= \int_0^d eg(x)dx = eg_0 \int_0^d \exp[-\alpha(x + W_p)] dx = \\ &= \frac{eg_0}{\alpha} \exp(-\alpha W_p) [1 - \exp(-\alpha d)] = \\ &= e\beta\Phi_0 (1 - R) \exp(-\alpha W_p) [1 - \exp(-\alpha d)]. \end{aligned} \quad (7.7)$$

Согласно выражению (7.7) величина $J_{i\phi}$ пропорциональна исходной плотности потока фотонов Φ_0 и тем больше, чем больше толщина области пространственного заряда d и чем меньше толщина p -области W_p . На рис. 7.4 представлены расчетные зависимости плотности фототока $J_{i\phi}$ p - n -фотодиода из кремния от энергии фотонов для двух разных толщин ОПЗ: 5 и 10 мкм. С увеличением энергии фотонов $h\nu$ выше 2 эВ фототок $J_{i\phi}$ резко падает из-за поглощения оптического излучения в предшествующей p -области диода.

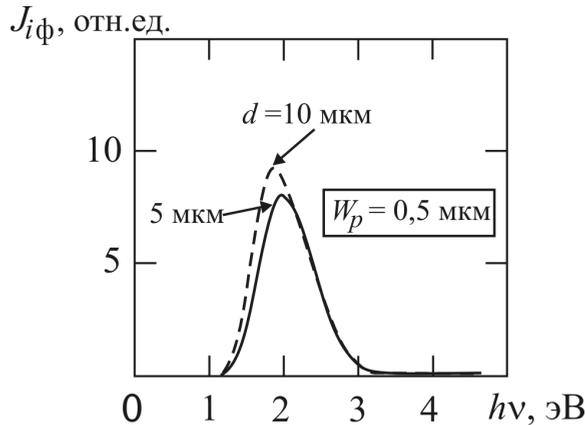


Рис. 7.4. Спектральные зависимости биполярной составляющей фототока, рассчитанные для кремниевого диода с p - n -переходом (режим короткого замыкания)

7.3.2. Расчет электронной составляющей фототока $J_{n\phi}$

Плотность фототока, обусловленного экстракцией электронов из p -области (см. рис. 7.1, б), можно рассчитать как плотность диффузионного тока электронов через левую границу ОПЗ (сечение $x = 0$):

$$J_{n\phi} = eD_n \left. \frac{d(\Delta n)}{dx} \right|_{x=0}, \quad (7.8)$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов в p -области.

Для нахождения распределения концентрации избыточных электронов в объеме p -области решается одномерное уравнение непрерывности с учетом процесса оптической генерации

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L_n^2} = -\frac{g_0}{D_n} \exp[-\alpha(x + W_p)], \quad (7.9)$$

где L_n – диффузионная длина электронов в p -области.

Общее решение неоднородного дифференциального уравнения (7.9) имеет вид

$$\Delta n(x) = K_1 \exp\left(\frac{x}{L_n}\right) + K_2 \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right) - \frac{g_0 \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp[-\alpha(x + W_p)], \quad (7.10)$$

где K_1 и K_2 – константы интегрирования; τ_n – время жизни электронов в p -области.

В соответствии с выражением (7.8) можно записать

$$J_{n\phi} = \frac{eD_n}{L_n} \left[K_1 - K_2 + \frac{\alpha L_n g_0 \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \exp(-\alpha W_p) \right]. \quad (7.11)$$

Для нахождения констант K_1 и K_2 используются следующие граничные условия.

1. На освещаемой поверхности p -области (в точке $x = -W_p$) темп поверхностной рекомбинации равняется плотности потока избыточных электронов, подходящих к поверхности за счет диффузии

$$s_p \Delta n(-W_p) = D_n \left. \frac{d(\Delta n)}{dx} \right|_{x=-W_p}, \quad (7.12)$$

где s_p – скорость поверхностной рекомбинации.

2. При замкнутых накоротко p - и n -областях диода концентрация избыточных электронов на границе p -области с ОПЗ равна нулю:

$$\Delta n(0) = 0. \quad (7.13)$$

С учетом граничных условий (7.12) и (7.13) выражение (7.10) для концентрации избыточных электронов принимает следующий вид [1]:

$$\Delta n(x) = \frac{g_0 \tau_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \left\{ \frac{\left[D_n \operatorname{ch} \left(\frac{x+W_p}{L_n} \right) + s_p L_n \operatorname{sh} \left(\frac{x+W_p}{L_n} \right) \right] \times \exp(-\alpha W_p) - (\alpha D_n L_n + s_p L_n) \operatorname{sh} \left(\frac{x}{L_n} \right)}{D_n \operatorname{ch} \left(\frac{W_p}{L_n} \right) + s_p L_n \operatorname{sh} \left(\frac{W_p}{L_n} \right)} - \right. \quad (7.14)$$

$$\left. - \exp[-\alpha(x+W_p)] \right\}.$$

Примеры профилей концентрации электронов, рассчитанные по формуле (7.14), показаны на рис. 7.5, а. Эффективная глубина проникновения света $l_{\text{эф}} = 1/\alpha$ при расчете принята равной 0,036 мкм, что соответствует для кремния энергии фотонов, равной примерно 4 эВ.

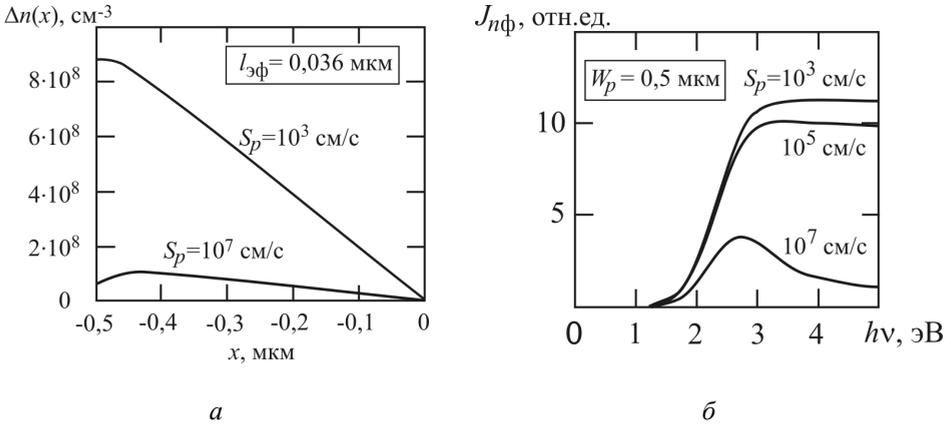


Рис. 7.5. Профили концентраций избыточных электронов (а) и спектры электронных составляющих фототока (б) в кремниевом фотодиоде с p - n -переходом. Толщина p -области $W_p = 0,5$ мкм

Выражение для электронной составляющей фототока $J_{n\phi}$ (7.11) при подстановке констант K_1 и K_2 сводится к следующему [1]:

$$J_{n\phi} = \frac{e g_0 L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} \left\{ \frac{\alpha L_n + \frac{s_p L_n}{D_n} - \left[\frac{s_p L_n}{D_n} \operatorname{ch} \left(\frac{W_p}{L_n} \right) + \operatorname{sh} \left(\frac{W_p}{L_n} \right) \right] \times \exp(-\alpha W_p)}{\operatorname{ch} \left(\frac{W_p}{L_n} \right) + \frac{s_p L_n}{D_n} \operatorname{sh} \left(\frac{W_p}{L_n} \right)} - \alpha L_n \exp(-\alpha W_p) \right\}. \quad (7.15)$$

В соответствии с (7.15) величина $J_{n\phi}$, помимо параметров оптического излучения, зависит от толщины p -области W_p , диффузионной длины электронов L_n , коэффициента их диффузии D_n и скорости поверхностной рекомбинации s_p .

На рис. 7.5, б показаны спектральные зависимости электронной составляющей $J_{n\phi}$, рассчитанные для различных скоростей поверх-

ностной рекомбинации. Увеличение s_p приводит к существенному уменьшению $J_{n\phi}$ вследствие возрастания количества избыточных электронов, гибнущих на поверхности, снижения их концентрации в объеме p -области, а следовательно, градиента концентрации $\left. \frac{d\Delta n}{dx} \right|_{x=0}$ на границе с ОПЗ (см. рис. 7.5, а).

В частном случае тонкой p -области ($W_p \ll L_n$) и сильного поглощения света ($l_{\text{эф}} = 1/\alpha \ll W_p$) выражение (7.15) существенно упрощается:

$$J_{n\phi} \cong e\beta\Phi_0(1-R) \frac{1 + \frac{s_p}{\alpha D_n}}{1 + \frac{s_p W_p}{D_n}}. \quad (7.16)$$

7.3.3. Расчет дырочной составляющей фототока $J_{p\phi}$

Для расчета плотности фототока $J_{p\phi}$, обусловленного экстракцией дырок из n -области фотодиода, необходимо решать уравнение непрерывности для дырок

$$\frac{d^2(\Delta p)}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_p^2} = -\frac{g_0}{D_p} \exp[-\alpha(x + W_p)], \quad (7.17)$$

где Δp , L_p и D_p – соответственно избыточная концентрация, диффузионная длина и коэффициент диффузии дырок в n -области. Граничные условия учитывают, что концентрация избыточных дырок должна равняться нулю на границе с ОПЗ и на бесконечном удалении от нее:

$$\Delta p(d) = 0, \quad (7.18)$$

$$\Delta p(x)|_{x \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (7.19)$$

Решение уравнения (7.17) с граничными условиями (7.18) и (7.19) имеет вид [1]:

$$\Delta p(x) = \frac{g_0 \tau_p}{\alpha^2 L_p^2 - 1} \left\{ \exp[-\alpha(d + W_p)] \cdot \exp\left(\frac{d-x}{L_p}\right) - \exp[-\alpha(x + W_p)] \right\}. \quad (7.20)$$

Примеры распределений избыточной концентрации дырок в n -области фотодиода представлены на рис. 7.6, а. Для приведенных профилей эффективная глубина проникновения света в кремний составляет $l_{\text{эф}} = 18,2$ мкм, что соответствует энергии фотонов приблизи-

тельно 1,5 эВ. Дырки в n -области диффундируют в двух направлениях: к границе области пространственного заряда и в направлении омического контакта.

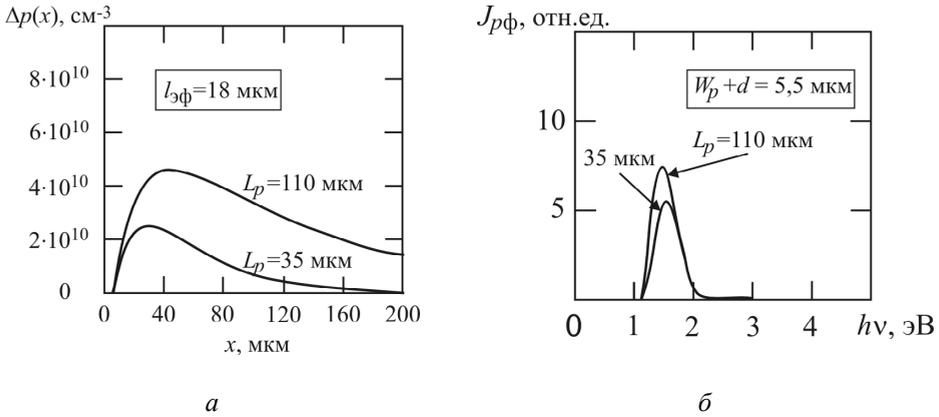


Рис. 7.6. Профили концентраций избыточных дырок (а) и спектры дырочных компонент фототока (б) в кремниевом фотодиоде с p - n -переходом. Толщина p -области $W_p = 0,5$ мкм, толщина ОПЗ $d = 5$ мкм

Вклад в фототок дадут лишь те дырки, которые смогут за время жизни достичь границы ОПЗ (точки $x = d$) за счет диффузии, не прорекомбинировав с основными носителями – электронами. Поэтому плотность дырочной составляющей фототока равна [1]:

$$J_{p\phi} = -eD_p \left. \frac{d(\Delta p)}{dx} \right|_{x=d} = \frac{eg_0 L_p}{1 + \alpha L_p} \exp[-\alpha(d + W_p)]. \quad (7.21)$$

(Во избежание излишнего усложнения всюду предполагается, что фототок является положительной величиной, поэтому в формулах (7.15), (7.21) и в последующих выражениях для составляющих J_ϕ опущен знак «минус», указывающий на то, что фототок направлен противоположно оси x .)

Видно, что величина $J_{p\phi}$ зависит от диффузионной длины дырок L_p и толщины предшествующих областей фотодиода – p -области и ОПЗ.

Спектральные зависимости $J_{p\phi}$ показаны на рис. 7.6, б. Спад фототока при увеличении энергии фотонов обусловлен поглощением света в p -области и ОПЗ фотодиода.

На рис. 7.7 представлены спектры полной плотности фототока $J_\phi = J_{n\phi} + J_{i\phi} + J_{p\phi}$ при различной скорости рекомбинации на освещаемой поверхности p -области.

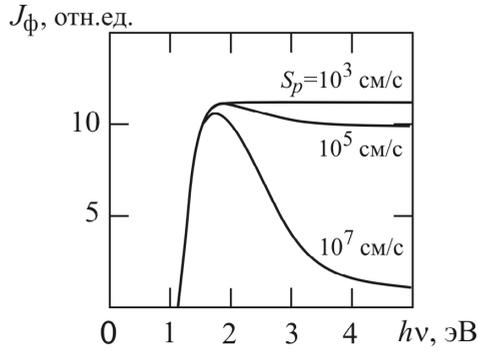


Рис. 7.7. Спектральные зависимости суммарной величины фототока, рассчитанные для кремниевого диода с p - n -переходом (режим короткого замыкания)

В случае тонкой p -области, когда вкладом ее в фототок можно пренебречь ($\alpha W_p \ll 1$), при суммировании формул (7.7) и (7.21) для фототока получается компактное выражение

$$J_{\phi} \cong J_{i\phi} + J_{p\phi} \cong e\beta\Phi_0(1-R) \left[1 - \frac{\exp(-\alpha d)}{1 + \alpha L_p} \right]. \quad (7.22)$$

7.4. Параметры и характеристики фотодиода

7.4.1. Квантовая эффективность

Параметром фотодиода, характеризующим эффективность преобразования оптического излучения в электрический сигнал, является *квантовая эффективность*, которая определяется выражением

$$\eta = \frac{N_{\text{э}}}{N_{\phi}}, \quad (7.23)$$

где

$$N_{\text{э}} = \frac{I_{\phi}}{e} = \frac{J_{\phi} \cdot A_{p-n}}{e} - \quad (7.24)$$

– количество фотоносителей, пересекающих p - n -переход фотодиода в единицу времени;

$$N_{\phi} = \Phi_0 \cdot A_{\text{фд}} - \quad (7.25)$$

– количество фотонов, падающих на приемное окно фотодиода в единицу времени (поток фотонов).

Предполагая, что площадь p - n -перехода A_{p-n} равна площади $A_{\text{фд}}$ приемного окна фотодиода, из формул (7.23) – (7.25) получаем

$$\eta = \frac{J_{\phi} \cdot A_{p-n}}{e\Phi_0 A_{\text{фд}}} \cong \frac{J_{\phi}}{e\Phi_0} = \frac{J_{n\phi} + J_{i\phi} + J_{p\phi}}{e\Phi_0}. \quad (7.26)$$

В случае, когда каждый фотон, упавший на фотодиод, дает вклад в фототок, квантовая эффективность достигает своего максимального значения $\eta_{\text{max}} = 1$.

В спектральном диапазоне, где поглощением в тонкой p -области можно пренебречь ($\alpha W_p \ll 1$), из выражений (7.22) и (7.26) следует

$$\eta \cong \frac{J_{i\phi} + J_{p\phi}}{e\Phi_0} \cong \beta(1-R) \left[1 - \frac{\exp(-\alpha d)}{1 + \alpha L_p} \right] = \beta(1-R) Q(\lambda). \quad (7.27)$$

Множитель

$$Q(\lambda) = 1 - \frac{\exp[-\alpha(\lambda)d]}{1 + \alpha(\lambda)L_p} \quad (7.28)$$

характеризует долю фотоносителей заряда, давшую вклад в фототок, т.е. разделенную p - n -переходом, и называется *коэффициентом разделения*, или *коэффициентом собирания* носителей.

Если оптическое излучение полностью поглощается в тонкой p -области ($\alpha W_p \gg 1$, $W_p \ll L_n$), то в соответствии с выражениями (7.26) и (7.16) имеем

$$\eta \cong \frac{J_{n\phi}}{e\Phi_0} \cong \beta(1-R) \cdot \frac{1 + \frac{s_p}{\alpha D_n}}{1 + \frac{s_p W_p}{D_n}}. \quad (7.29)$$

В данном случае коэффициент разделения носителей равен

$$Q(\lambda, s_p) = \frac{1 + \frac{s_p}{\alpha(\lambda)D_n}}{1 + \frac{s_p W_p}{D_n}}. \quad (7.30)$$

Зависимость $\eta = \eta(\lambda)$ называется *спектральной характеристикой* фотодиода. Пример рассчитанного спектра квантовой эффективности кремниевого фотодиода показан на рис. 7.8.

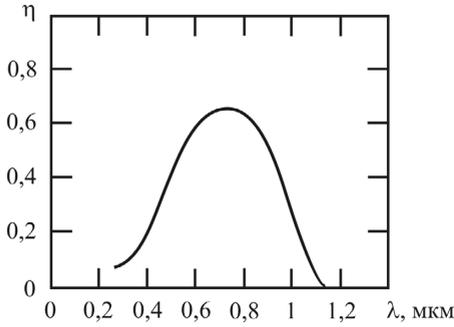


Рис. 7.8. Расчетный спектр квантовой эффективности кремниевого фотодиода. Скорость рекомбинации на освещаемой поверхности $s_p = 10^7$ см/с

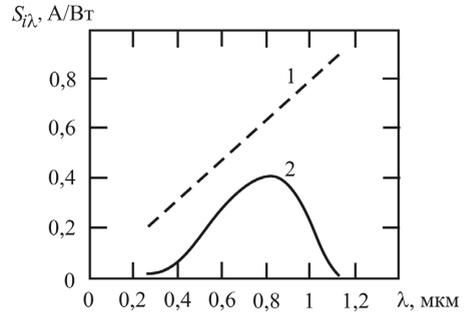


Рис. 7.9. Расчетные спектры токовой монохроматической чувствительности идеального фотоприемника (кривая 1) и кремниевого фотодиода (кривая 2). $s_p = 10^7$ см/с

7.4.2. Токовая монохроматическая чувствительность

Квантовая эффективность – параметр, который непосредственно характеризует потери фотонов и фотоносителей при преобразовании оптического излучения. Поэтому он используется в основном разработчиками фотодиодов.

При применении фотодиодов в электронных системах более удобным для использования параметром эффективности преобразования является *токовая монохроматическая чувствительность*, определяемая выражением

$$S_{i\lambda} = \frac{I_{\Phi}}{P_A}, \quad (7.31)$$

где

$$P_A = \Phi_0 \cdot h\nu \cdot A_{\text{фд}} \cong \Phi_0 \cdot h\nu \cdot A_{p-n} - \quad (7.32)$$

– полная мощность (поток) оптического излучения, падающая на фотодиод. Токовая монохроматическая чувствительность измеряется в А/Вт.

Из формул (7.31), (7.32) и (7.26) получаем связь между $S_{i\lambda}$ и η

$$S_{i\lambda} = \frac{e}{h\nu} \cdot \eta = \frac{e\lambda}{hc} \cdot \eta \quad (7.33)$$

или после подстановки значений физических постоянных h , c , e :

$$S_{i\lambda} = \frac{\lambda \cdot \eta}{1,240 \frac{\text{мкм} \cdot \text{Вт}}{\text{А}}}. \quad (7.34)$$

Подставив в выражение (7.34) максимальное значение квантовой эффективности $\eta_{\max} = 1$, получаем токовую монохроматическую чувствительность идеального фотоприемника

$$S_{\lambda}^{\text{ид}} = \frac{\lambda}{1,240 \frac{\text{мкм} \cdot \text{Вт}}{\text{А}}}. \quad (7.35)$$

Зависимость $S_{\lambda} = S_{\lambda}(\lambda)$ также называется *спектральной характеристикой* фотодиода. На рис. 7.9 показаны спектры токовой монохроматической чувствительности идеального фотоприемника (кривая 1) и кремниевого фотодиода (кривая 2). Из рис. 7.9 и 7.8, а также формулы (7.34) видно, что при уменьшении длины волны λ монохроматическая чувствительность спадает быстрее, чем квантовая эффективность η . Это обусловлено тем, что при фиксированной плотности потока падающего оптического излучения P уменьшение λ , т.е. увеличение энергии фотонов, должно приводить к уменьшению плотности их потока Φ_0 , а следовательно, к уменьшению числа генерированных и разделенных фотоносителей.

Получить характеристики $S_{\lambda} = S_{\lambda}(\lambda)$ и $\eta = \eta(\lambda)$ можно, измерив спектральные зависимости фототока исследуемого диода и фототока калиброванного фотодиода с известной спектральной характеристикой $S_{\lambda}^{\text{к}} = S_{\lambda}^{\text{к}}(\lambda)$ (или $\eta_{\text{к}} = \eta_{\text{к}}(\lambda)$):

$$S_{\lambda} = \frac{I_{\phi} \cdot A_{\text{фд}}^{\text{к}}}{I_{\phi}^{\text{к}} \cdot A_{\text{фд}}} S_{\lambda}^{\text{к}}, \quad (7.36)$$

где I_{ϕ} и $I_{\phi}^{\text{к}}$ – фототоки исследуемого и калиброванного фотодиодов при одинаковых параметрах оптического излучения; $A_{\text{фд}}^{\text{к}}$ – площадь окна калиброванного фотодиода.

Аналогично для квантовой эффективности будем иметь

$$\eta = \frac{I_{\phi} \cdot A_{\text{фд}}^{\text{к}}}{I_{\phi}^{\text{к}} \cdot A_{\text{фд}}} \eta_{\text{к}}. \quad (7.37)$$

7.4.3. Быстродействие фотодиода

Быстродействие фотодиодов определяется продолжительностью трех процессов:

– временем диффузии $\tau_{\text{диф}}$ избыточных носителей в нейтральной p или n -области к границе ОПЗ;

- временем дрейфа $\tau_{\text{пр}}$ носителей внутри ОПЗ;
- постоянной времени перезарядки барьерной емкости p - n -перехода τ_{RC} .

Инерционность фотодиода проявляется в задержке появления фототока и искажении формы его импульса по сравнению с оптическим сигналом.

Пусть на фотодиод воздействует короткий импульс сильно поглощаемого оптического излучения. После генерации пакета фотоносителей у поверхности p -области фототок в цепи фотодиода появится только тогда, когда произойдет пространственное разделение избыточных электронов и дырок, т.е. когда первые электроны достигнут за счет диффузии границы области пространственного заряда. Кроме того, передний и задний фронты электрического импульса окажутся затянутыми, поскольку за время диффузии пакета электронов произойдет «размытие» его краев. Характерное время диффузии электронов через p -область составляет величину

$$\tau_{\text{диф}} = \frac{W_p^2}{D_n}, \quad (7.38)$$

которая тем меньше, чем меньше толщина p -области W_p и чем больше коэффициент диффузии электронов D_n .

Если импульс излучения поглощается в основном внутри области пространственного заряда, фототок во внешней цепи будет существовать после прекращения импульса до тех пор, пока фотоносители движутся внутри ОПЗ. Инерционность фотодиода, связанная с пролетом носителей внутри ОПЗ, обычно характеризуется временем пролета

$$\tau_{\text{пр}} = \frac{d}{v_{\text{дм}}}, \quad (7.39)$$

где $v_{\text{дм}}$ – максимальная скорость дрейфа носителей в электрическом поле.

Наконец, на быстродействии фотодиода должна сказываться перезарядка барьерной емкости, поскольку ток в цепи диода будет изменяться до тех пор, пока не установится стационарное состояние области пространственного заряда. Постоянная времени перезарядки емкости равна

$$\tau_{RC} = C_{p-n} \cdot (R_s + R_n), \quad (7.40)$$

где C_{p-n} – величина барьерной емкости; R_s – последовательное сопротивление диода; R_n – сопротивление нагрузки (см. рис. 7.2, z).

Для уменьшения τ_{RC} стараются понизить величину барьерной емкости, уменьшая площадь p - n -перехода или уровень легирования базы (см. формулу (4.12)).

7.4.4. Пороговые параметры фотодиода

Пороговые параметры характеризуют способность фотодиода воспринимать предельно слабые оптические сигналы. Дело в том, что в цепи и на нагрузочном сопротивлении фотодиода даже в отсутствие оптического излучения существуют электрические сигналы со случайными амплитудой и спектром. Эти сигналы называются шумом фотодиода. Шум фотодиода принято характеризовать током или напряжением шума. Так, под *током шума* $I_{ш}$ понимают среднеквадратичное значение флуктуации тока ΔI , протекающего в цепи фотодиода в заданной полосе частот Δf (вблизи частоты модуляции оптического сигнала)

$$I_{ш} = \sqrt{(I - \bar{I})^2} = \sqrt{(\Delta I)^2}, \quad (7.41)$$

где I – мгновенное значение тока в цепи фотодиода; \bar{I} – его усредненное по времени значение.

Одним из пороговых параметров является *порог чувствительности*, или *пороговая мощность*, – мощность оптического излучения, при которой величина фототока $I_{ф}$ равна величине тока шума $I_{ш}$:

$$P_{пор} = \frac{I_{ш}}{S_{лн}}. \quad (7.42)$$

(В зарубежной литературе этот параметр получил обозначение *NEP* – по первым буквам английских слов *noise equivalent power* – мощность, эквивалентная шуму.)

Другой пороговый параметр – *удельный порог чувствительности* – учитывает то обстоятельство, что величина тока шума зависит от площади фотоприемника и полосы пропускания Δf фотоприемного тракта (фотодиод + усилитель):

$$P_{пор}^* = \frac{P_{пор}}{\sqrt{A_{фд} \cdot \Delta f}} = \frac{I_{ш}}{S_{лн} \sqrt{A_{фд} \cdot \Delta f}}, \quad (7.43)$$

где $A_{фд}$ – площадь окна фотодиода. Этот параметр имеет размерность Вт/(см·Гц^{1/2}) и позволяет сравнивать пороговые свойства фотоприемников с различными значениями $A_{фд}$ и Δf .

Для характеристики пороговой чувствительности инфракрасных фотодиодов часто используется величина, обратная $P_{\text{пор}}^*$, – *удельная обнаружительная способность*:

$$D^* = \frac{\sqrt{A_{\text{фд}} \cdot \Delta f}}{P_{\text{пор}}} = \frac{S_{\text{гл}} \sqrt{A_{\text{фд}} \cdot \Delta f}}{I_{\text{ш}}}. \quad (7.44)$$

Размерность удельной обнаружительной способности – см·Гц^{1/2}/Вт.

С учетом соотношения (7.33) можно записать

$$D^* = \frac{e\eta\lambda\sqrt{A_{\text{фд}} \cdot \Delta f}}{hcI_{\text{ш}}}. \quad (7.45)$$

Ток шума может иметь различную природу. Теория шумов в фотоприемных устройствах достаточно сложна. Рассмотрим только простейшие случаи.

В случае чисто диффузионного механизма протекания тока в диоде (см. выражение (7.1)) низкочастотное значение тока шума определяется выражением [2]:

$$I_{\text{ш}}^2 = 2e(I_{\text{диф}} + 2I_S)\Delta f, \quad (7.46)$$

где

$$I_{\text{диф}} = I_S \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (7.47)$$

При падении на фотодиод фонового потока фотонов $\Phi_{\text{фон}}$ (посторонней засветки) возникает паразитный фототок (см. выражения (7.23)–(7.25)):

$$I_{\text{фон}} = e\eta A_{\text{фд}} \Phi_{\text{фон}}, \quad (7.48)$$

который вносит статистически независимый вклад $I_{\text{фш}}^2$ в квадрат шумового тока [2]:

$$I_{\text{ш}}^2 = 2e(I_{\text{диф}} + 2I_S + e\eta A_{\text{фд}} \Phi_{\text{фон}})\Delta f. \quad (7.49)$$

Если собственные шумы фотодиода малы и преобладает шум фона ($I_{\text{диф}} + 2I_S \ll e\eta A_{\text{фд}} \Phi_{\text{фон}}$), то из формул (7.45) и (7.49) получаем для удельной обнаружительной способности

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \sqrt{\frac{\eta}{2\Phi_{\text{фон}}}}. \quad (7.50)$$

В отсутствие внешнего напряжения на фотодиоде, когда результирующий темновой ток $I_{\text{диф}} = 0$, выражение (7.49) принимает вид

$$I_{\text{ш}}^2 = 2e(2I_S + e\eta A_{\text{фд}} \Phi_{\text{фон}}) \Delta f = I_{\text{тш}}^2 + I_{\text{фш}}^2, \quad (7.51)$$

где

$$I_{\text{тш}}^2 = 4eI_S \Delta f = \frac{4kT\Delta f}{R_{p-n}^0}, \quad (7.52)$$

а

$$R_{p-n}^0 = \left(\frac{dI}{dU} \right)_{U=0}^{-1} = \frac{kT}{eI_S} - \quad (7.53)$$

– динамическое сопротивление диода при нулевом смещении.

На рис. 7.10 приведена эквивалентная шумовая схема фотодиода, включенного в цепь усилителя фотосигнала [1, 3]. Генераторы тока моделируют источники шума в диоде и его нагрузке.

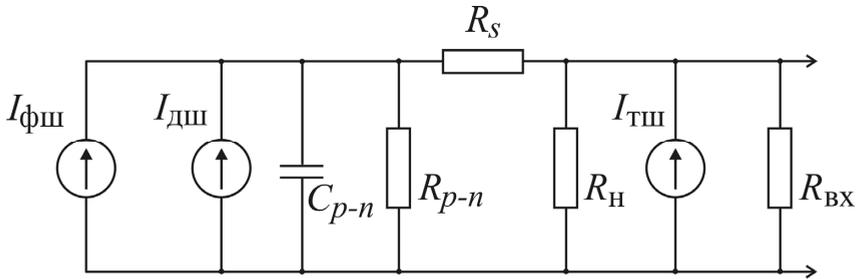


Рис. 7.10. Эквивалентная схема фотодиода, включенного в цепь усилителя фотосигнала

Ток $I_{\text{тш}}$ характеризует *тепловой шум* (шум Джонсона – Найквиста), обусловленный хаотичностью теплового движения свободных носителей заряда в проводнике. Источниками этого шума в схеме на рис. 7.10, помимо динамического сопротивления фотодиода R_{p-n} , являются сопротивление нагрузки $R_{\text{н}}$ и входное сопротивление усилителя $R_{\text{вх}}$ (влиянием сопротивления растекания R_s обычно пренебрегают из-за его малости). Поэтому в более общем случае величина тока теплового шума $I_{\text{тш}}$, в отличие от формулы (7.52), рассчитывается с помощью выражения [3]:

$$I_{\text{тш}}^2 = \frac{4kT\Delta f}{R_s}, \quad (7.54)$$

где эквивалентное сопротивление фотоприемника R_s определяется следующим образом:

$$R_s^{-1} = R_{p-n}^{-1} + R_{\text{н}}^{-1} + R_{\text{вх}}^{-1}. \quad (7.55)$$

Если тепловой шум является преобладающим, то на основании выражений (7.45) и (7.54) удельная обнаружительная способность фотодиода равна

$$D^* = \frac{e\eta\lambda}{2hc} \sqrt{\frac{R_s A_{\text{фд}}}{kT}}. \quad (7.56)$$

Когда фотодиод работает в фотодиодном режиме при достаточно большом обратном смещении $|U| = -U > 2,3kT/e$, то, как следует из (7.47) и (7.49), квадрат шумового тока равен

$$I_{\text{ш}}^2 = 2e(I_S + e\eta A_{\text{фд}} \Phi_{\text{фон}}) \Delta f = I_{\text{дш}}^2 + I_{\text{фш}}^2. \quad (7.57)$$

Шум, характеризующийся током $I_{\text{дш}}$

$$I_{\text{дш}}^2 = 2eI_S \Delta f, \quad (7.58)$$

называется *дробовым шумом* и обусловлен дискретным характером прохождения носителями области пространственного заряда диода. Если, в более общем случае, обратный ток фотодиода содержит, помимо диффузионной составляющей, другие компоненты (например, генерационную, туннельную), то в формуле (7.58) ток насыщения I_S следует заменить на величину темнового тока I_T при заданном обратном напряжении [3, 4]. В случае, когда дробовой шум превышает фоновый, он определяет удельную обнаружительную способность

$$D^* = \frac{e\eta\lambda}{hc} \sqrt{\frac{A_{\text{фд}}}{2eI_T}}. \quad (7.59)$$

Таким образом, в соответствии с выражениями (7.50), (7.56), (7.59) для повышения пороговой чувствительности фотодиода необходимо увеличивать квантовую эффективность η и эквивалентное сопротивление R_s , а температуру и величину темнового тока I_T — уменьшать.

7.5. Разновидности фотодиодов

7.5.1. *P-i-n-фотодиод*

Помимо фотодиодов с *p-n*-переходом, распространенным типом фотодиодов является *p-i-n*-фотодиод. В таком фотодиоде активная (поглощающая) *i*-область с проводимостью, близкой к собственной, заключена между областями *p*- и *n*-типов проводимости. (Поскольку реально *i*-область представляет собой слабо легированный полупроводник *p*- или *n*-типа, ее также часто обозначают как π - или ν -область).

Конструкция кремниевого $p-i-n$ -фотодиода показана на рис. 7.11, *a* [3, 4]. Высокоомная i - (а точнее, v -) область представляет собой Si n -типа с низкой концентрацией доноров. Вследствие низкой плотности объемного заряда электрическое поле ОПЗ при рабочем смещении почти однородно и распространяется до сильно легированной n^+ -области (рис. 7.11, *б*). Оптимальной является такая толщина i -области, при которой для регистрируемого оптического излучения выполняется условие $\alpha \cdot d_i^{\text{опт}} \approx 1 \div 2$. В этом случае основная доля излучения поглощается непосредственно в области сильного электрического поля. В результате генерированные фотоносители быстро разделяются практически без рекомбинации.

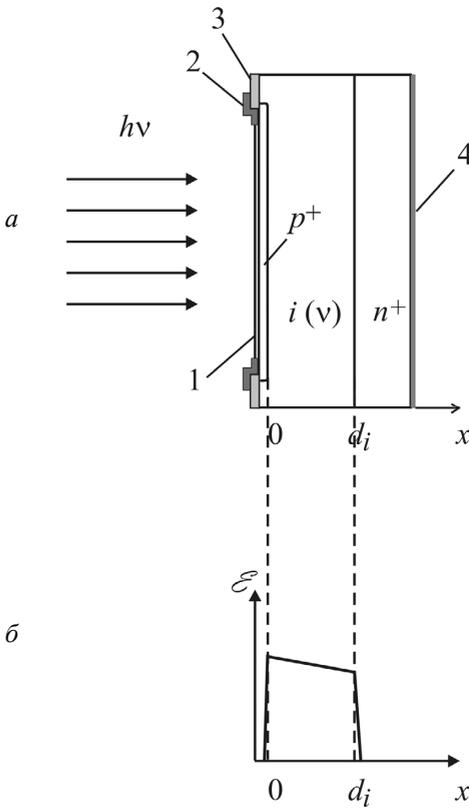


Рис. 7.11. Конструкция кремниевого p^+-i-n^+ -фотодиода (*a*) и распределение напряженности электрического поля в нем при рабочем напряжении (*б*) [3, 4]: 1 – просветляющий диэлектрический слой; 2 – кольцевой омический контакт к p^+ -области; 3 – пленка диэлектрика SiO_2 ; 4 – контакт к n^+ -области

Квантовая эффективность $p-i-n$ -фотодиода

$$\eta \cong \frac{J_{i\phi} + J_{p\phi}}{e\Phi_0} \cong \beta(1-R) \left[1 - \frac{\exp(-\alpha d_i)}{1 + \alpha L_p} \right] \quad (7.60)$$

тем ближе к $\beta \cdot (1-R)$, чем больше толщина i -области d_i .

Поскольку в $p-i-n$ -фотодиоде процесс диффузии избыточных носителей через p - или n -области заменяется их дрейфом в сильном электрическом поле i -области, быстродействие $p-i-n$ -фотодиода выше, чем диода с обычным $p-n$ -переходом.

Помимо высокой фоточувствительности и высокого быстродействия, достоинством $p-i-n$ -фотодиода является меньшее значение барьерной емкости

$$C_{p-i-n} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 A_{p-i-n}}{d_i}. \quad (7.61)$$

7.5.2. Фотодиод с барьером Шоттки

Фотодиоды с барьером Шоттки обладают высокими квантовой эффективностью и быстродействием при регистрации коротковолнового (например, ультрафиолетового) излучения. Конструкция фотодиода показана на рис. 7.12, *а* [3].

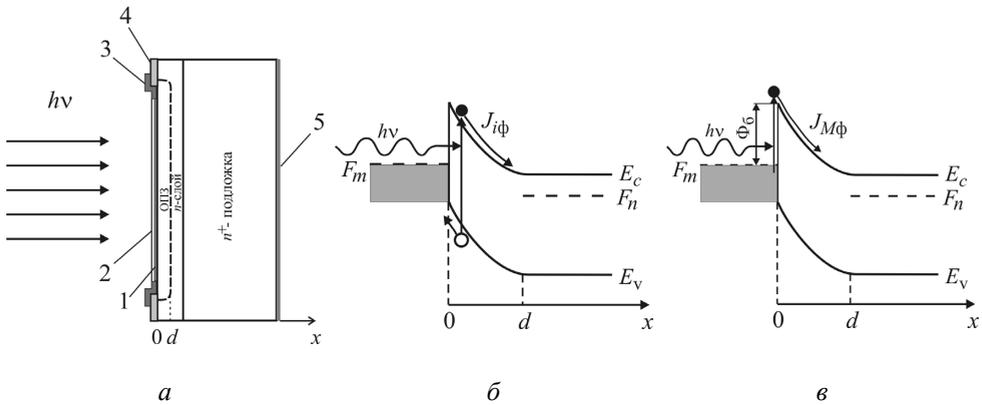


Рис. 7.12. Конструкция (*а*) [3] и энергетические диаграммы фотодиода с барьером Шоттки при регистрации коротковолнового (*б*) и длинноволнового (*в*) излучений:

- 1 – барьерный слой металла; 2 – просветляющий диэлектрический слой;
- 3 – кольцевой металлический контакт; 4 – слой диэлектрика SiO₂;
- 5 – омический контакт к n^+ -подложке

Для исключения больших потерь на отражение и поглощение в металле используется тонкий (≈ 10 нм) барьерный слой 1 и применяется просветляющее покрытие 2. (Например, сквозь пленку Au толщиной 10 нм в кремниевую пластину проникает более 95% излучения.)

Квантовая эффективность фотодиода с барьером Шоттки описывается выражением

$$\eta \cong \frac{J_{i\phi} + J_{p\phi}}{e\Phi_0} \cong \beta T_M \left[1 - \frac{\exp(-\alpha d)}{1 + \alpha L_p} \right], \quad (7.62)$$

где T_M – коэффициент пропускания, учитывающий отражение и поглощение в барьерном металле.

Если длина волны излучения такова, что $\alpha(\lambda) \cdot d > 1$, то основная доля излучения поглощается в области пространственного заряда. Возникшие пары носителей быстро разделяются электрическим полем за время пролета $\tau_{пр}$ (рис. 7.12, б).

По мере уменьшения λ уменьшается глубина проникновения света $l_{\phi} = 1/\alpha$. Тем не менее фотоносители рождаются в области сильного электрического поля, которое разделяет их, препятствуя рекомбинации. В отличие от фотодиодов с $p-n$ - или $p-i-n$ - структурой, в которых при $\alpha W_p \gg 1$ фототок сильно уменьшается вследствие рекомбинации на освещаемой поверхности (рис. 7.13, кривая 2), фотодиоды с барьером Шоттки обладают повышенной чувствительностью в коротковолновой области (кривая 1 на рис. 7.13).

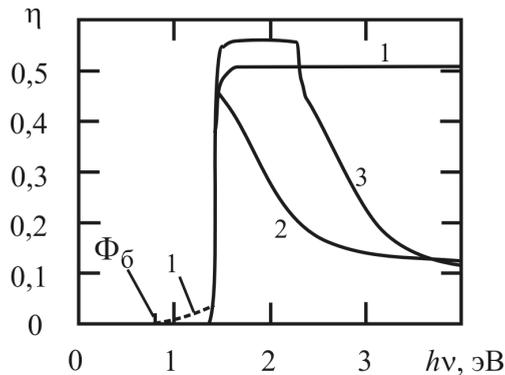


Рис. 7.13. Расчетные спектры квантовой эффективности фотодиодов на основе GaAs: с барьером Шоттки (1), с $p-n$ -переходом (2), с гетеропереходом $P\text{-Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}/n\text{-GaAs}$ (3). $W_p = 0,5$ мкм; $d = 2$ мкм; $s_p = 10^7$ см/с; $R = 0,44$; $T_M = 0,5$; $\tau_n = \tau_p = 5 \cdot 10^{-9}$ с

Особенностью барьеров Шоттки является и возможность регистрации фотонов с энергией $h\nu$ меньше ширины запрещенной зоны E_g . Если $h\nu$ превышает высоту барьера для электронов $\Phi_\delta < h\nu < E_g$, электроны могут вырываться светом из пограничного слоя металла и выбрасываться электрическим полем в полупроводник (плотность фото-

тока $J_{\text{ф}}$ на рис. 7.12, в). На спектральной характеристике фотодиода с барьером Шоттки появляется длинноволновый хвост (штриховая линия на рис. 7.13).

7.5.3. Фотодиод с гетеропереходом

Гетеропереход – это переходная барьерная область, возникающая при металлургическом контакте двух различных полупроводников (см. раздел 5).

Структура простейшего фотодиода с P - n -гетеропереходом представлена на рис. 7.14, а [4]. На рис. 7.14, б показана его энергетическая диаграмма. (Отметим, что для наглядности часто тип проводимости более широкозонной области гетероперехода обозначают заглавной буквой.)

В такой гетероструктуре широкозонная P -область с шириной запрещенной зоны E_{g1} играет роль «окна», прозрачного для оптического излучения с энергией фотонов $h\nu < E_{g1}$, поскольку коэффициент поглощения такого излучения в данной области $\alpha_1 \cong 0$. Поэтому излучение поглощается непосредственно в области пространственного заряда, расположенной в узкозонной области гетероперехода с $E_g = E_{g2} < h\nu$. (При приложении обратного смещения к гетеропереходу ОПЗ распространяется на всю толщину d_n слаболегированной n -области.)

Разделение электрическим полем ОПЗ генерированных фотоносителей (рис. 7.14, б) обеспечивает высокие квантовую эффективность и быстродействие гетерофотодиода, если соблюдаются два условия:

- на гетерогранице отсутствует потенциальный барьер, обусловленный скачком края зоны, который будет препятствовать разделению пар;
- на гетерогранице отсутствуют эффективные центры рекомбинации фотоносителей.

Выражения для спектральной зависимости фототока в гетеропереходе даны в работах [5, 6].

В качестве примера гетерофотодиода можно привести диод на основе гетероструктуры $P\text{-Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}/n\text{-GaAs}/n^+\text{-GaAs}$. Из-за близости периодов кристаллических решеток твердого раствора $\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$ и GaAs на P - n -гетерогранице практически не образуются структурные дефекты и концентрация рекомбинационных центров мала. Влияние скачка потолка валентной зоны на движение избыточных дырок в этой гетероструктуре также незначительно.

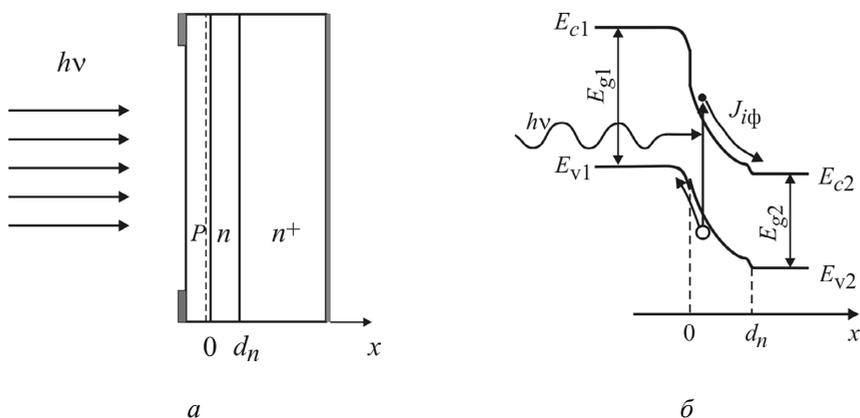


Рис. 7.14. Структура фотодиода с P - n -гетеропереходом (а) и его энергетическая диаграмма при рабочем смещении (б) [4]

Спектральная характеристика такого фотодиода изображена кривой 3 на рис. 7.13. Ширина запрещенной зоны P -слоя твердого раствора $Al_{0,6}Ga_{0,4}As$ равна $E_{g1} = 2,03$ эВ, а для n -GaAs $E_{g2} = 1,42$ эВ. Поэтому область максимальной квантовой эффективности приходится на диапазон энергий фотонов $1,42 \text{ эВ} < h\nu < 2,03 \text{ эВ}$. В этом спектральном диапазоне значение квантовой эффективности можно выразить формулой

$$\eta \cong \frac{J_{i\phi 2} + J_{p\phi 2}}{e\Phi_0} \cong \beta_2 (1 - R_1) \left[1 - \frac{\exp(-\alpha_2 d_n)}{1 + \alpha_2 L_{p2}} \right], \quad (7.63)$$

где цифрой 2 помечены параметры, относящиеся к n -GaAs.

При $h\nu > E_{g1}$ начинается поглощение в слое P - $Al_{0,6}Ga_{0,4}As$, и квантовая эффективность падает вследствие рекомбинации фотоносителей на освещаемой поверхности (рис. 7.13, кривая 3).

7.5.4. Лавинный фотодиод

Лавинный фотодиод (ЛФД) – это фотодиод, в котором имеет место внутреннее усиление сигнала за счет лавинного умножения фототока. Конструкция кремниевого ЛФД со структурой типа $n^+p\text{-}\pi\text{-}p^+$ показана на рис. 7.15, а. На рисунках 7.15, б и в показаны профили концентраций доноров и акцепторов в объеме лавинного фотодиода и соответствующее им распределение напряженности электрического поля [3, 4, 7, 8].

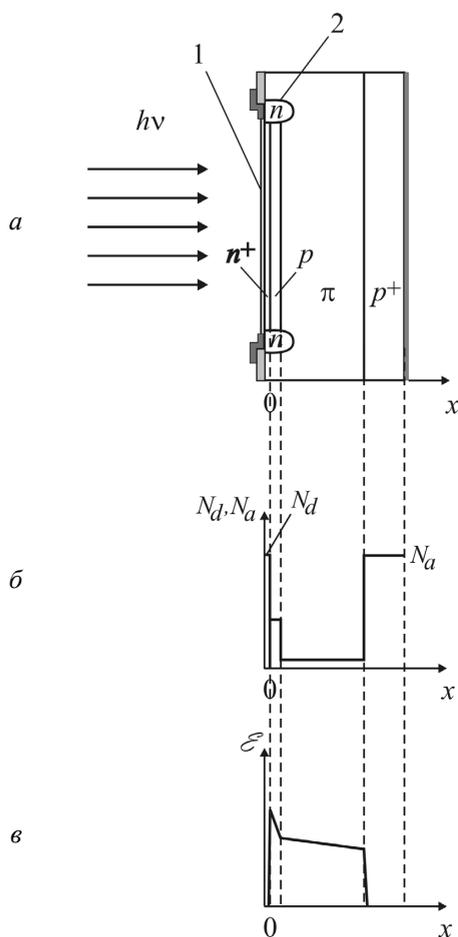


Рис. 7.15. Конструкция кремниевого лавинного фотодиода с $n^+p\pi p^+$ -структурой (а), профили концентраций легирующих примесей в диоде (б) и напряженности электрического поля (в). Цифрами обозначены: просветляющий слой (1), охранное кольцо (2) [3, 4, 7, 8]

В соответствии с уравнением Пуассона

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} = \frac{eN_a^-}{\epsilon \epsilon_0} \quad (7.64)$$

(где ρ – плотность объемного заряда) модуль градиента напряженности электрического поля \mathcal{E} в p -области пропорционален концентрации заряженных акцепторов N_a^- . Поэтому в π -области с низкой концентрацией акцепторов электрическое поле почти однородно.

На фотодиод подается обратное напряжение, близкое к напряжению пробоя p - n -перехода. Оптическое излучение поглощается в основном в π -области. Созданные излучением электроны, дрейфуя в электрическом поле, достигают p -области. Ускоряясь в сильном электрическом поле этой области, они приобретают на длине свободного пробега кинетическую энергию, достаточную для ионизации

нейтрального атома полупроводника при столкновении с ним (т.е. для образования новой электронно-дырочной пары). Вновь образованные носители также способны ускоряться и принимать участие в ионизации. Количество вторичных электронно-дырочных пар, создаваемых ускоренным электроном (или дыркой) на единице длины пути, называется *коэффициентом ударной ионизации* и обозначается α_n (или α_p).

В результате такого лавинообразного размножения количество носителей заряда, пересекающих границы ОПЗ, во много раз превышает число носителей, создаваемых в π -области излучением за то же время. Увеличение фототока в ЛФД вследствие ударной ионизации при больших напряженностях электрического поля \mathcal{E} характеризуется *коэффициентом лавинного умножения*

$$M = \frac{I_{\Phi}}{I_{\Phi 0}}, \quad (7.65)$$

где I_{Φ} – фототок в условиях лавинного умножения (т.е. при большом обратном напряжении), $I_{\Phi 0}$ – фототок при малых напряжениях, когда умножения еще нет. Коэффициент умножения M в ЛФД может достигать 10^2 – 10^4 . В лавинном фотодиоде необходимо обеспечить пространственно однородное умножение по всей fotocувствительной площади. Для исключения локальных участков повышенной плотности тока («микроплазм») p -область ЛФД не должна содержать линейных структурных дефектов – дислокаций. Токи утечки по периферии диода и поверхностный пробой p - n -перехода устраняются путем создания «охранного» кольца 2 (рис. 7.15, а) – области с низкой концентрацией доноров, охватывающей периферию n^+ - p -перехода.

Лавинный фотодиод имеет преимущество перед p - i - n -фотодиодом при регистрации очень слабых оптических сигналов. Дело в том, при внешнем усилении ухудшается отношение сигнал / шум, так как мощность шума входного каскада усилителя фотосигнала обычно на несколько порядков выше мощности шума качественного p - i - n -фотодиода.

В лавинном фотодиоде, наряду с умножением фототока, имеет место и усиление шумового тока. Кроме того, шум возрастает вследствие флуктуаций коэффициента умножения M . В результате средний квадрат тока умноженного шума ЛФД равен

$$I_{ш}^2 = 2e(I_{\Phi} + I_{\tau})M^2 F(M) \Delta f. \quad (7.66)$$

Множитель $F(M)$ характеризует шумовые свойства ЛФД, носит название *коэффициента избыточного шума*, или *шум-фактора*, и равен

$$F(M) = \frac{\overline{M^2}}{M^2}. \quad (7.67)$$

Величина шум-фактора превышает единицу, возрастает с увеличением M и существенно зависит от отношения коэффициентов ударной ионизации α_n и α_p . Шум-фактор минимален в том случае, когда эти коэффициенты резко различаются (например, для кремния $\alpha_n \gg \alpha_p$) и когда начало лавины инициируется носителями с большим коэффициентом ударной ионизации (так, в случае Si осуществляется инжекция фотоэлектронов в область сильного поля, см. рис. 7.15).

Следовательно, если лавинный фотодиод работает в области таких коэффициентов умножения, что усиленный им шум остается меньше шума входного каскада усилителя, использование внутреннего усиления фотосигнала в ЛФД будет увеличивать отношение сигнал/шум на выходе усилителя.

Недостатком лавинных фотодиодов является сильная зависимость величины коэффициента умножения M от рабочего напряжения и температуры, что требует использования высокостабильного источника напряжения.

7.5.5. Лавинный гетерофотодиод с разделенными областями поглощения и умножения

При конструировании лавинных фотодиодов для ближней инфракрасной области спектра используются узкозонные полупроводники, как правило, твердые растворы (например, $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$). В диодах из таких материалов вследствие малых ширины запрещенной зоны E_g и эффективной массы электронов m_n^* значительно возрастает компонента обратного тока, обусловленная межзонным туннелированием электронов [7]:

$$I_{\text{тун}} \cong \frac{e^3 (2m_n^*)^{1/2} \mathcal{E}_{\text{max}} U A_{p-n}}{4\pi^2 \hbar^2 E_g^{1/2}} \exp \left[-\frac{\alpha (m_n^*)^{1/2} E_g^{3/2}}{e\hbar \mathcal{E}_{\text{max}}} \right]. \quad (7.68)$$

Здесь \mathcal{E}_{max} – максимальная напряженность поля в ОПЗ p – n -перехода; α – численный коэффициент порядка единицы.

В связи с этим возникает проблема уменьшения темнового туннельного тока при обратном смещении, который затрудняет достижение лавинного пробоя и реализацию лавинного умножения.

Одним из путей снижения $I_{\text{тун}}$ является применение для создания ЛФД гетероструктуры, в которой область сильного поля размещена в широкозонном полупроводнике.

Строение лавинного гетерофотодиода с разделенными областями поглощения и умножения (РПУ ЛФД) показано на рис. 7.16 [7, 9]. Фотодиод имеет структуру типа $P-N-n$, включающую изотипный гетеропереход между слоем $N\text{-InP}$ и слоем тройного твердого раствора $n\text{-In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, период решетки которого совпадает с периодом решетки InP . Узкозонный слой $n\text{-In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ является слоем, поглощающим излучение с энергиями фотонов $0,75 \text{ эВ} < h\nu < 1,35 \text{ эВ}$ ($1,65 \text{ мкм} > \lambda > 0,92 \text{ мкм}$), которое проникает сквозь широкозонную подложку и слой InP . Толщина слоя $n\text{-In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ должна быть достаточной для полного поглощения данных фотонов, а уровень легирования должен быть настолько низким, чтобы обеднение области поглощения достигалось при умеренной напряженности электрического поля. РПУ ЛФД проектируют так, чтобы при лавинном пробое напряженность поля на гетерогранице между слоями умножения и поглощения не превышала $\approx 1,5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$.

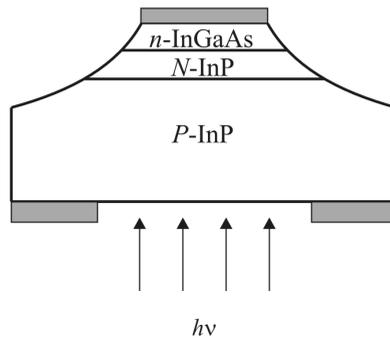


Рис. 7.16. Строение лавинного фотодиода с разделенными областями поглощения и умножения [7, 9]

Слой $N\text{-InP}$ является слоем умножения. Максимальная напряженность поля в нем должна быть достаточно высокой, чтобы обеспечить лавинное умножение носителей заряда: $\mathcal{E}_{\text{max}} \geq 4,5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$.

При малых напряжениях смещения область пространственного заряда не выходит за пределы широкозонного слоя $N\text{-InP}$, поэтому темновой ток и фототок данного лавинного фотодиода пренебрежимо

малы. Дырки, генерируемые излучением в узкозонном слое $n\text{-In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, не достигают $P\text{-}N$ -перехода из-за потенциального барьера в валентной зоне на гетерогранице.

При достаточно большом обратном напряжении $U_{\text{обр}} \approx 40$ В область пространственного заряда проникает в узкозонный слой. Фототок начинает резко увеличиваться с ростом напряжения, и коэффициент собирания дырок достигает 1. При напряжении около 80 В в слое InP развивается лавина: начинается лавинное умножение. Величины фототока и темнового тока быстро возрастают. Однако из-за большей ширины запрещенной зоны InP по сравнению с твердым раствором темновой обратный ток (который по природе является термогенерационным или туннельным) в РПУ ЛФД остается значительно меньше и достигаются более высокие коэффициенты умножения, чем в диодах с $p\text{-}n$ -переходами в $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$.

7.5.6. Фотоприемник на основе квантовых ям

Фотоприемники на основе квантовых ям представляют интерес для регистрации излучения в среднем и дальнем инфракрасных диапазонах ($\lambda = 2\text{--}20$ мкм). Такой фотоприемник представляет собой набор квантовых ям (см. подраздел 5.6), образованных тонкими (несколько нм) слоями полупроводника n -типа, разделенных барьерными слоями более широкозонного полупроводника (рис. 7.17) [10]. Толщина каждой ямы выбрана такой, чтобы в ней размещался только один уровень E_1 размерного квантования, а второй уровень E_2 (первый возбужденный уровень) попадал в область квазинепрерывного спектра. Если при этом уровень E_2 совпадает с дном зоны проводимости барьерного слоя (выполняется, так называемое, условие квазирезонанса), то повышается вероятность поглощения фотонов с энергией $h\nu = E_2 - E_1$. В то же время вероятность теплового выброса электрона с первого уровня ямы в зону проводимости будет минимальной, т.е. минимальна величина темнового тока структуры.

Фотоприемник включается во внешнюю цепь с использованием контактов, изготовленных к сильнолегированным областям (эмиттер и коллектор на рисунке), и в случае приложения внешнего смещения в нем создается электрическое поле. При освещении фотоприемника излучением с энергией фотонов $h\nu$ электроны выбрасываются с уровней квантовых ям и попадают в область квазинепрерывного спектра, увеличивая ток через фотоприемник.

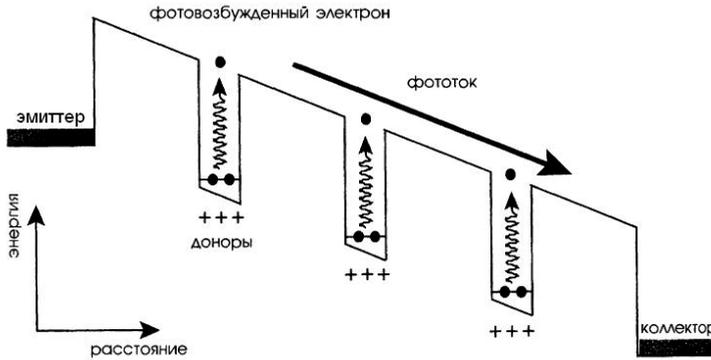


Рис. 7.17. Принцип действия фотоприемника с набором квантовых ям (показан профиль дна зоны проводимости гетероструктуры) [10]

Фотоприемники с квантовыми ямами являются узкополосными фотоприемниками, и их преимущество состоит в том, что, подбирая толщину квантовой ямы и составы слоев структуры, можно управлять положением максимума спектральной чувствительности. Так, например, в случае квантовых ям из GaAs, разделенных барьерными слоями твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, область спектральной чувствительности можно изменять в диапазоне от 5 до 20 мкм [10].

Недостатком фотоприемников на основе квантовых ям является то, что они чувствительны только к поляризованному оптическому излучению, вектор поляризации которого перпендикулярен плоскости квантовой ямы (т.е. параллелен направлению квантовой локализации). Поэтому такой фотоприемник должен содержать элементы, поляризующие свет нужным образом.

Контрольные вопросы

1. Что такое фотодиод?
2. Поясните принцип работы фотодиода с $p-n$ -переходом.
3. Из каких компонент складывается фототок в $p-n$ -переходе?
4. Что такое фототок короткого замыкания?
5. Что такое фотоэдс холостого хода?
6. Изобразите вольт-амперные характеристики фотодиода в темноте и при освещении.
7. Изобразите спектральную зависимость дырочной (биполярной, электронной) компоненты фототока и поясните, от каких параметров фотодиодной структуры она зависит.

8. Что такое квантовая эффективность фотодиода?
9. Изобразите зависимость квантовой эффективности фотодиода с $p-n$ -переходом от длины волны и объясните влияние скорости поверхностной рекомбинации s_p на ее вид.
10. Что такое токовая монохроматическая чувствительность и как она связана с квантовой эффективностью?
11. Какие процессы в фотодиоде оказывают влияние на его быстродействие?
12. Что такое порог чувствительности фотоприемника?
13. Что такое удельная обнаружительная способность и как она зависит от других параметров фотодиода?
14. В каком случае $p-i-n$ -фотодиод обладает преимуществом перед $p-n$ -фотодиодом?
15. При регистрации какого оптического излучения фотодиод с барьером Шоттки имеет преимущества перед диодом с $p-n$ -переходом?
16. Улучшение каких параметров фотодиода может дать использование в нем гетероперехода?
17. Поясните принцип действия лавинного фотодиода и укажите преимущества его использования.
18. Как работает фотоприемник на основе квантовых ям?

8. Фотоэлектрические преобразователи

Фотоэлектрическим преобразователем (ФЭП), или солнечным элементом, называется полупроводниковый диод, предназначенный для преобразования солнечной энергии в электрическую. По принципу действия солнечный элемент подобен фотодиоду – создаваемые солнечным излучением электронно-дырочные пары разделяются электрическим полем *p-n*-перехода, создавая ток в цепи нагрузки прибора.

8.1. Солнечное излучение

Источником солнечного излучения служит термоядерная реакция превращения водорода в гелий. Основная доля энергии, выделяющейся в недрах Солнца в результате этой реакции, испускается в окружающее пространство в виде электромагнитного излучения в диапазоне от ультрафиолетового до инфракрасного ($\lambda = 0,2\text{--}3$ мкм) (рис. 8.1) [1].

Плотность потока солнечного излучения в свободном пространстве на расстоянии, равном среднему расстоянию между Солнцем и Землей, составляет 1353 Вт/м^2 [1]. Распределение спектральной плотности потока излучения по длинам волн (рис. 8.1, *а*) или распределение спектральной плотности потока фотонов по их энергии (рис. 8.1, *б*) за пределами земной атмосферы называется спектром при нулевой воздушной массе и обозначается АМ0. Этот спектр можно аппроксимировать спектром излучения абсолютно черного тела, нагретого до температуры $T = 5800 \text{ К}$ [1].

При прохождении через атмосферу солнечный свет ослабляется из-за поглощения инфракрасного излучения парами воды, поглощения ультрафиолетового излучения озоном и рассеяния излучения. Влияние земной атмосферы на интенсивность и спектр солнечного излучения, дошедшего до земной поверхности, характеризуют с помощью показателя, называемого *воздушной*, или *атмосферной, массой*, который равен секансу угла θ между Солнцем и зенитом:

$$\text{AM} = \sec \theta = \frac{1}{\cos \theta}. \quad (8.1)$$

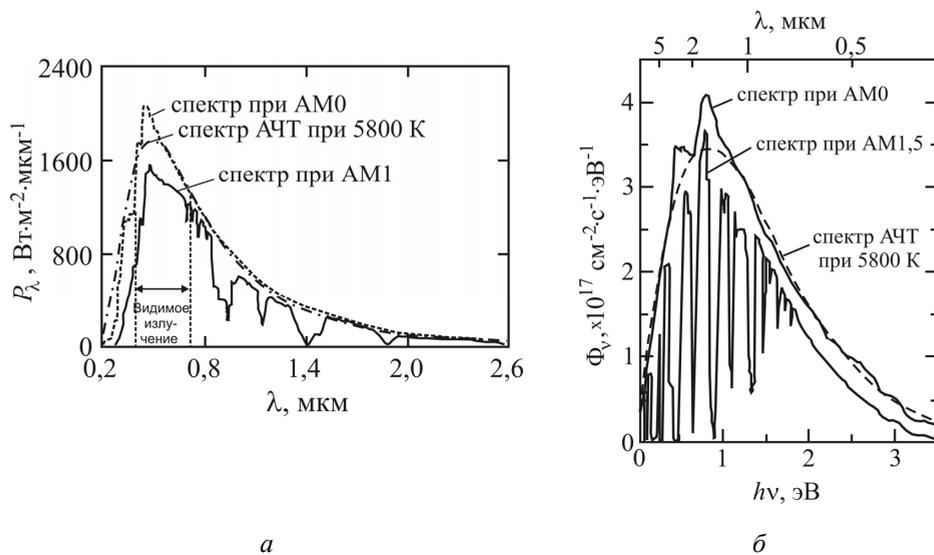


Рис. 8.1. Зависимости спектральной плотности потока солнечного излучения от длины волны (а) и плотности потока фотонов от энергии фотона (б) при различной атмосферной массе [1]

Средняя интенсивность излучения на Земле примерно совпадает с интенсивностью излучения, прошедшего через атмосферную массу АМ 1,5. Плотность потока солнечного излучения при АМ 1,5 составляет 844 Вт/м² [1].

8.2. КПД идеального фотопреобразователя

При работе солнечного элемента в его цепи имеется только нагрузочное сопротивление R_H , а источник внешнего напряжения отсутствует (рис. 8.2).

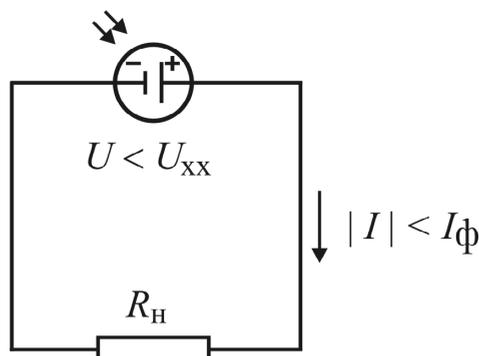


Рис. 8.2. Схема включения в цепь солнечного элемента

Основным параметром, характеризующим эффективность преобразования солнечной энергии в электрическую, является коэффициент полезного действия (КПД) фотопреобразователя, равный отношению максимальной мощности $P_{\text{макс}}$, выделяемой на нагрузочном сопротивлении, к мощности P_A падающего излучения:

$$\text{КПД} = \frac{P_{\text{макс}}}{P_A}. \quad (8.2)$$

Мощность, выделяемая на нагрузке, равна

$$P_H = |I| \cdot U. \quad (8.3)$$

Рассмотрим вольт-амперную характеристику (ВАХ) освещенного фотопреобразователя на основе $p-n$ -перехода в IV квадранте (рис. 8.3), т.е. в области напряжений $0 < U < U_{\text{xx}}$ и токов $0 < |I| < |I_{\text{кз}}| = I_{\text{ф}}$. Здесь $I_{\text{ф}}$ – величина фототока короткого замыкания ФЭП. Изменяя R_H , выберем на ВАХ (рис. 8.3) рабочую точку (U_M, I_M) , в которой на нагрузке выделяется максимальная мощность:

$$P_H = |I_M| \cdot U_M = P_{\text{макс}}. \quad (8.4)$$

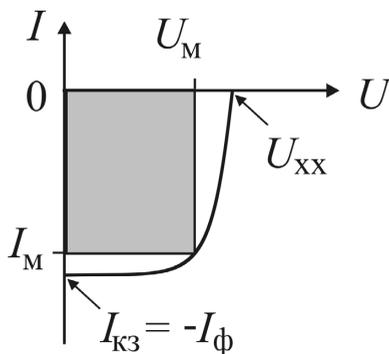


Рис. 8.3. Вольт-амперная характеристика освещенного фотопреобразователя с прямоугольником максимальной мощности

Заметим, что выполнению условия (8.4) соответствует максимальная площадь прямоугольника, вписанного в вольт-амперную характеристику на рис. 8.3.

Из рисунка видно, что $P_{\text{макс}} < |I_{\text{кз}}| \cdot U_{\text{xx}}$. Отношение

$$m = \frac{P_{\text{макс}}}{|I_{\text{кз}}| \cdot U_{\text{xx}}} \quad (8.5)$$

называется *коэффициентом заполнения ВАХ* фотопреобразователя.

Используя уравнение (7.4) для освещенного фотодиода

$$I = I_{\text{диф}} - I_{\phi} = I_S \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] - I_{\phi}, \quad (8.6)$$

запишем выражение для выходной мощности солнечного элемента

$$P_H = |I| \cdot U = I_{\phi} \cdot U - U \cdot I_S \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (8.7)$$

При максимальной мощности на нагрузке должно выполняться условие

$$\left. \frac{dP_H}{dU} \right|_{U=U_M} = I_{\phi} - \frac{eI_S}{kT} \exp\left(\frac{eU_M}{kT}\right) \cdot U_M - I_S \left[\exp\left(\frac{eU_M}{kT}\right) - 1 \right] = 0. \quad (8.8)$$

Из выражения (8.8) можно получить соотношение [1, 2]:

$$U_M = U_{xx} - \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{eU_M}{kT}\right), \quad (8.9)$$

где

$$U_{xx} = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I_{\phi}}{I_S} + 1\right) - \quad (8.10)$$

– фотоздс холостого хода (см. выражение (7.3)).

Используя выражения (8.6) и (8.8), ток I_M можно представить следующим образом [1, 2]:

$$|I_M| = \frac{I_{\phi} + I_S}{1 + \frac{kT}{eU_M}} \cong I_{\phi} \left(1 - \frac{kT}{eU_M}\right). \quad (8.11)$$

С учетом (8.9) и (8.11) максимальная мощность, отдаваемая фотопреобразователем, равна

$$P_{\text{макс}} = |I_M| \cdot U_M = I_{\phi} \left[U_{xx} - \frac{kT}{e} \ln\left(1 + \frac{eU_M}{kT}\right) - \frac{kT}{e} \right]. \quad (8.12)$$

Из формул (8.12) и (8.10) следует, что для увеличения $P_{\text{макс}}$ необходимо увеличивать фототок I_{ϕ} и уменьшать величину тока насыщения фотопреобразователя I_S . Величина I_S зависит от типа полупроводникового материала и, в первую очередь, – от ширины запрещенной зоны E_g : чем больше E_g , тем меньше концентрации неосновных носителей заряда в p - и n -областях:

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \cong \frac{n_i^2}{N_a}; \quad p_n = \frac{n_i^2}{n_n} \cong \frac{n_i^2}{N_d}; \quad n_i^2 = N_c N_v \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right), \quad (8.13)$$

и тем меньше I_S (см. выражение (4.28)).

Плотность потока фотонов солнечного излучения, падающего на фотопреобразователь, равна

$$\Phi_0 = \int_0^{\infty} \Phi_v(h\nu) d(h\nu), \quad (8.14)$$

где $\Phi_v(h\nu) = \frac{d\Phi}{d(h\nu)}$ – спектральная плотность потока фотонов, прошедшего через заданную атмосферную массу. В идеальном ФЭП, который полностью поглощает падающее на него излучение и в котором отсутствуют потери избыточных носителей заряда на рекомбинацию, каждый упавший на поверхность фотон с энергией $h\nu > E_g$ дает вклад в фототок

$$I_\phi = eA_\phi \int_{E_g}^{\infty} \Phi_v(h\nu) d(h\nu), \quad (8.15)$$

где A_ϕ – освещаемая площадь фотопреобразователя.

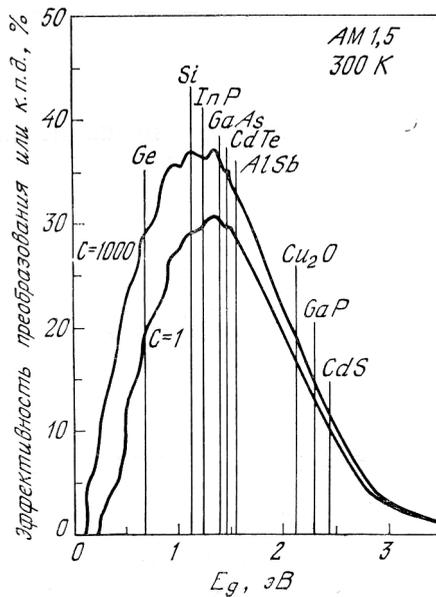


Рис. 8.4. Зависимости КПД идеального солнечного элемента от ширины запрещенной зоны материала для неконцентрированного солнечного излучения с AM 1,5 ($C = 1$) и при 1000-кратной его концентрации ($C = 1000$) [1]

В соответствии с формулами (8.12), (8.15) и (8.10) максимальная мощность $P_{\text{макс}}$ и КПД фотопреобразователя (выражение (8.2)) явля-

ются сложными функциями ширины запрещенной зоны. С увеличением E_g уменьшается ток насыщения I_S и должна возрасти фотоэдс холостого хода U_{xx} (формула (8.10)). В то же время увеличение E_g сокращает используемую часть солнечного спектра и, следовательно, уменьшает величину фототока I_ϕ и U_{xx} (см. выражения (8.15) и (8.10)).

На рис. 8.4 представлены расчетные зависимости КПД идеального солнечного элемента с одним p - n -переходом от ширины запрещенной зоны полупроводника для излучения, соответствующего атмосферной массе АМ 1,5 [1].

Максимальный КПД, равный 31% , достигается при $E_g = 1,35$ эВ. При этом полупроводниковые материалы с шириной запрещенной зоны от 1,1 до 1,6 эВ также пригодны для создания ФЭП.

8.3. Конструкции фотопреобразователей

Коэффициент полезного действия реального ФЭП уменьшается по сравнению с КПД идеального по ряду причин. В реальном солнечном элементе приходится учитывать потери излучения на отражение от поверхности и процессы неактивного поглощения (без образования электронно-дырочных пар), а также уменьшение коэффициента разделения носителей из-за рекомбинации на поверхности и в объеме прибора. Поэтому выражение (8.15) для величины фототока принимает следующий вид:

$$I_\phi = eA_\phi \int_{E_g}^{\infty} [1 - R(h\nu)] \eta_c(h\nu) \Phi_\nu(h\nu) d(h\nu). \quad (8.16)$$

В этом выражении $R(h\nu)$ – коэффициент отражения поверхностью ФЭП фотонов с энергией $h\nu$. Множитель η_c показывает число носителей, прошедших через p - n -переход в расчете на один фотон, проникший внутрь полупроводника. Он называется *внутренним спектральным откликом* фотоэлемента. Уменьшение I_ϕ приведет к снижению U_{xx} .

Если в прямом токе фотопреобразователя преобладает рекомбинационная составляющая (см. подраздел 4.5.), то в выражении для фотоэдс холостого хода (8.10) множитель kT следует заменить на $2kT$, а ток насыщения I_S – на множитель I_0 , стоящий перед экспонентой в выражении для рекомбинационного тока (4.31). При $I_0 \gg I_S$ это приведет к дополнительному уменьшению U_{xx} .

Наконец, в реальном фотоэлементе часть напряжения падает на последовательном сопротивлении R_S самого ФЭП (сопротивлении p - и

n -областей и контактов к ним), что уменьшает напряжение на нагрузке U_M , максимальную мощность P_{\max} и КПД преобразователя.

8.3.1. Кремниевый солнечный элемент

Простейшая конструкция кремниевого солнечного элемента с p - n -переходом показана на рис. 8.5 [1]. Освещаемая n -область перехода имеет малую толщину (0,1–0,5 мкм) для уменьшения доли носителей, рекомбинирующих в объеме и на поверхности n -области. Для увеличения $U_{\text{хх}}$, которое не может превышать контактную разность потенциалов U_K (см. выражение (4.1)), и уменьшения сопротивления лицевого контакта n -область сильно легируется. Лицевой контакт изготавливается в виде гребенки или сетки и занимает 5–10% поверхности элемента. Для уменьшения отражения солнечного излучения поверхностью фотопреобразователя на нее наносится просветляющее покрытие из SiO_2 , Si_3N_4 или Ta_2O_5 .

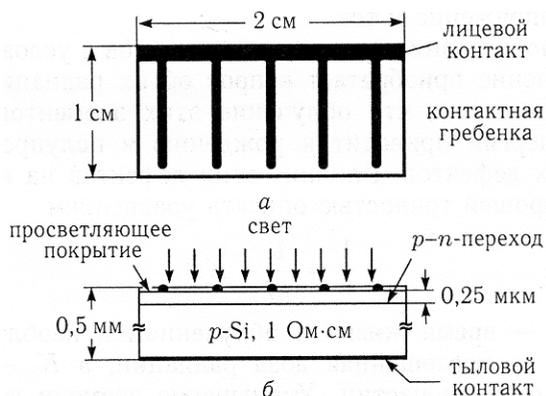


Рис. 8.5. Структура простейшего кремниевого солнечного элемента с p - n -переходом. Вид сверху (а), вид сбоку (б) [1]

КПД таких элементов на основе монокристаллического кремния составляет 13–15%, на поликристаллическом кремнии – 10–12%, на аморфном кремнии – 6–8% [3].

Для повышения КПД используются специальные сложные конструкции фотопреобразователей. Одна из таких конструкций показана на рис. 8.6 [3]. У такого элемента, получившего название *PERL*-ячейки (*passivated emitter real local-diffused*), контакты на тыльной поверхно-

сти представляют дискретные площадки, занимающие малую долю поверхности (доли процента). Участки поверхности между ними покрыты слоем оксида, снижающего скорость поверхностной рекомбинации. Поверхностный рельеф лицевой поверхности фотоэлемента в форме перевернутых пирамид вместе с тыльным отражателем увеличивает глубину поглощения излучения приблизительно в 30 раз.

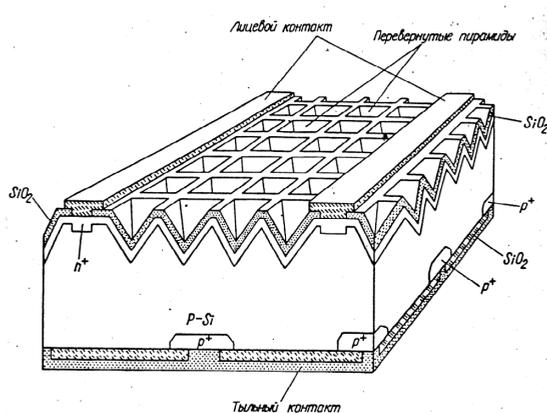


Рис. 8.6. Солнечный элемент со структурой *PERL*-ячейки на монокристаллическом кремнии [3]

В табл. 8.1 приведены теоретически рассчитанные предельные и достигнутые параметры кремниевых солнечных элементов [4].

Таблица 8.1

Теоретические и достигнутые параметры кремниевых солнечных элементов [4]

Параметр	Теоретически ожидаемый	Достигнутый
Фотоэдс холостого хода $U_{\text{хх}}$, В	0,8	0,68
Плотность тока короткого замыкания $J_{\text{кз}}$, мА/см ²	44	42,9
Коэффициент заполнения ВАХ m	0,87	0,786
КПД, %	31	24,7

8.3.2. Солнечные элементы на основе гетероструктур

Основная идея использования гетеропереходов в солнечных элементах, как и в фотодиодах, – это идея широкозонного окна, позволяющего ослабить влияние поверхностной рекомбинации на носители,

создаваемые в активной области прибора (см. п. 5.4.4). Излучение с энергией фотонов $E_{g2} < h\nu < E_{g1}$ проходит через слой с шириной запрещенной зоны $E_g = E_{g1}$ и поглощается в области пространственного заряда, расположенной в узкозонном слое с $E_g = E_{g2}$. Электрическое поле ОПЗ разделяет электроны и дырки, препятствуя их рекомбинации.

Как отмечалось в п. 6.4.3., гетеропереходы на основе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ по свойствам близки к идеальным, поэтому данный твердый раствор явился одним из основных материалов для создания гетерофотоэлементов. На рис. 8.7 представлены энергетические диаграммы нескольких типов фотопреобразователей на основе гетероструктур $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/p\text{-GaAs}/n\text{-GaAs}$ [5]. (Напомним, что заглавной буквой принято обозначать тип проводимости широкозонного слоя.)

Гетероструктура, показанная на рис. 8.7, а, получалась при эпитаксиальном наращивании широкозонного слоя $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, легированного Zn, на подложке $n\text{-GaAs}$. За счет диффузии атомов цинка в подложку образовывался слой $p\text{-GaAs}$ с градиентом концентрации акцепторов, что приводило к возникновению встроенного электрического поля, улучшающего собирание фотоэлектронов.

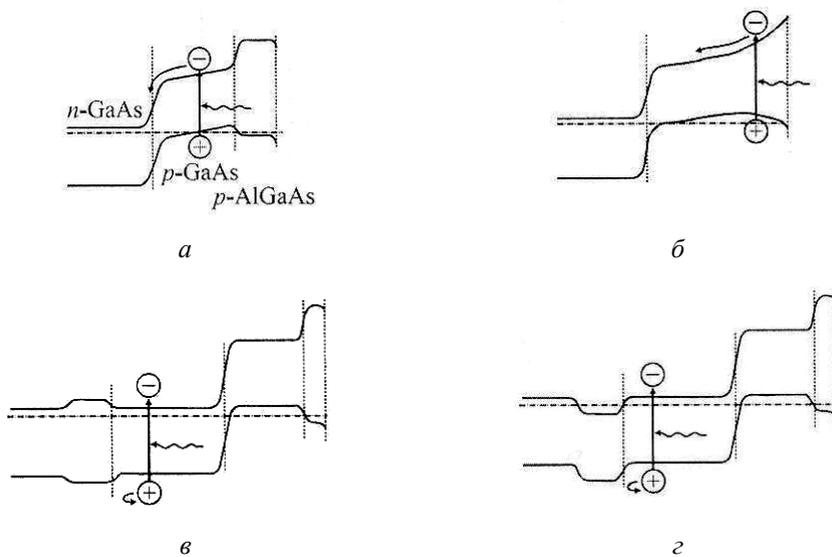


Рис. 8.7. Энергетические диаграммы солнечных элементов на основе гетероструктур $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/p\text{-GaAs}/n\text{-GaAs}$ [5]

В структуре, представленной на рис. 8.7, б, квазиэлектрическое поле, увлекающее электроны к $p\text{-}n$ -переходу, создается за счет изме-

нения состава слоя $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (см. подраздел 5.5). Содержание AlAs x в твердом растворе плавно возрастает к поверхности структуры, увеличивая ширину запрещенной зоны.

В гетероструктуре на рис. 8.7, в достигается улучшение собирания дырок из $n\text{-GaAs}$ за счет создания тыльного потенциального барьера, препятствующего их диффузии от $p\text{-}n$ -перехода. Такой барьер образуется при наращивании промежуточного широкозонного слоя $N\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Тыльный потенциальный барьер может быть образован и путем наращивания промежуточного сильно легированного слоя $n^+\text{-GaAs}$ (рис. 8.7, з).

Более сложные конструкции гетерофотопреобразователей включают антиотражающее лицевое покрытие, встроенный тыльный брэгговский отражатель. На гетерофотопреобразователе с одним $p\text{-}n$ -переходом в наземных условиях (АМ 1,5) достигнут КПД, равный 25,1% [5].

Преимуществом гетерофотоэлементов перед кремниевыми солнечными элементами является повышенная радиационная стойкость. Арсенид галлия является прямозонным полупроводником, поэтому эффективное поглощение солнечного излучения достигается в нем при меньшей толщине активной области, чем в кремнии. Включение в конструкцию тыльного брэгговского отражателя излучения (набора пар слоев AlAs/GaAs) позволило дополнительно уменьшить толщину фотоактивной области и, соответственно, количество создаваемых в ней радиационных дефектов, приводящих к деградации прибора. Благодаря радиационной стойкости гетерофотоэлементы широко используются в космических аппаратах.

8.3.3. Каскадные солнечные элементы

Более полное использование спектра солнечного излучения, чем в структурах с одним $p\text{-}n$ -переходом, достигается в каскадных солнечных элементах. Суть каскадного гетерофотопреобразователя заключается в том, что солнечное излучение последовательно поглощается в двух, трех или большем числе солнечных элементов, расположенных друг за другом и оптимизированных каждый на свою часть солнечного спектра.

Структура трехкаскадного гетерофотопреобразователя показана на рис. 8.8 [5].

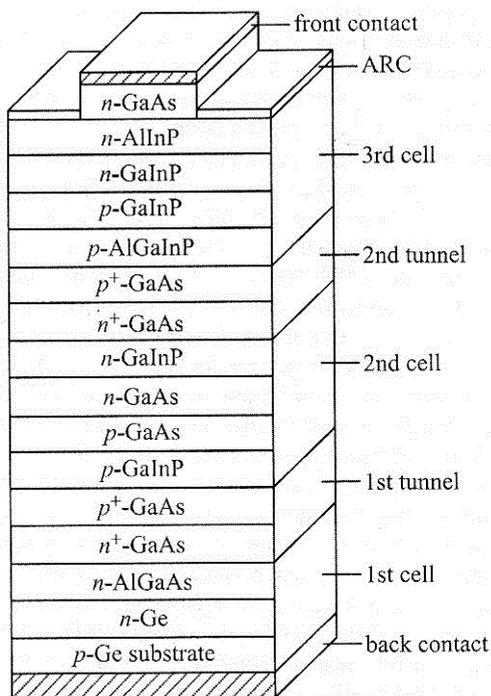


Рис. 8.8. Конструкция трехкаскадного гетерофотопреобразователя с $p-n$ -переходами в GaInP, GaAs и Ge [5]

Каждый каскад преобразователя представляет собой гетероструктуру типа $N-n-p-P$, т.е. $p-n$ -гомопереход, заключенный между широкозонными слоями. Ширина запрещенной зоны поглощающего слоя каскада уменьшается от поверхности вглубь прибора: $E_g^{\text{GaInP}} > E_g^{\text{GaAs}} > E_g^{\text{Ge}}$. Параметры слоев каскадов (элементов) подобраны так, чтобы фототоки, вырабатываемые каждым каскадом, были одинаковыми. В этом случае отдельный элемент не будет вносить паразитную нагрузку, а общая фотоэдс гетерофотопреобразователя будет равна сумме фотоэдс каскадов.

Таблица 8.2

Теоретические и реализованные практически КПД каскадных гетерофотоэлементов для наземного излучения (AM 1,5) [5,6]

Число каскадов		1	2	3	4	5
КПД в наземных условиях (AM 1,5)	Теоретический	30	36	42	47	49
	Реализованный	25,1	30,3	32	—	—
КПД в наземных условиях с концентрацией (AM 1,5)	Теоретический	35	42	48	52	54
	Реализованный	27,6	31,1	40,7	—	—

Последовательное электрическое соединение каскадов осуществляется за счет туннельных p^+-n^+ -переходов в GaAs.

В табл. 8.2 приведены предсказанные теоретически и реализованные практически КПД каскадных гетерофотоэлементов для наземного излучения (АМ 1,5) [5, 6].

Как видно из таблицы, КПД каскадных гетерофотоэлементов существенно выше, чем солнечных элементов с одним $p-n$ -переходом.

8.3.4. Концентрирование солнечного излучения

Предварительное концентрирование с помощью линз или зеркал солнечного излучения, падающего на фотопреобразователь, выгодно по двум основным причинам. Во-первых, при этом снижается расход дорогостоящего полупроводникового материала (в частности, гетероэпитаксиальных структур). Во-вторых, при концентрировании возрастает КПД солнечного элемента. При увеличении потока падающего излучения P_A пропорционально возрастает величина генерируемого фототока I_{ϕ} (см. подраздел 7.3.). Но наряду с этим возрастает и фотоэдс холостого хода U_{xx} , зависящая от I_{ϕ} (см. выражение (8.10)). Поэтому максимальная мощность $P_{\text{макс}}$ увеличивается быстрее, чем P_A (выражение (8.12)), что и приводит к возрастанию КПД фотоэлемента (см., например, кривую для $C = 1000$ на рис. 8.4 и табл. 8.2).

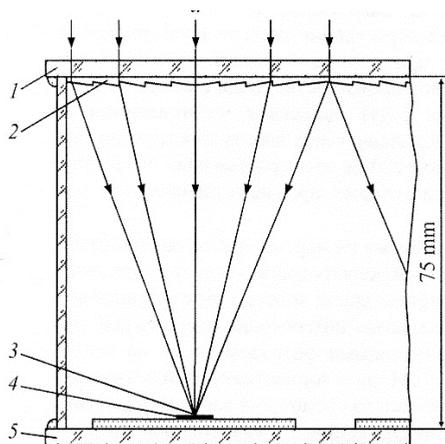


Рис. 8.9. Поперечный разрез концентраторного модуля солнечных элементов: 1 и 5 – стеклянные элементы корпуса модуля; 2 – микропризмы линз Френеля, выполненные из силикона; 3 – сфокусированные солнечные лучи; 4 – солнечный элемент, смонтированный на металлическом теплоотводе [5]

Концентраторный модуль, заключенный в герметичный стеклянный корпус, может содержать несколько десятков солнечных элементов. Часть такого модуля, содержащая один солнечный элемент, показана на рис. 8.9 [5].

Солнечное излучение концентрируется с помощью линз Френеля 2 из силикона, размещенных на верхней стеклянной панели 1, и падает на каскадный гетерофотоэлемент 4, размещенный на металлическом теплоотводе.

При использовании двухкаскадных InGaP/InGaAs-фотоэлементов с КПД $\cong 30\%$ (AM 1,5) КПД модуля составлял 24,8% в расчете на мощность излучения, падающую на поверхность линз [5].

8.3.5. Солнечные элементы с промежуточной зоной

Интересной концепцией повышения КПД фотопреобразователей, обсуждаемой в последнее время, является формирование внутри запрещенной зоны материала фотоэлемента полосы разрешенных уровней энергии электронов, образующих промежуточную энергетическую зону. Энергетическая диаграмма фотопреобразователя с промежуточной зоной изображена на рис. 8.10 [7]. Структура преобразователя представляет собой слой материала с промежуточной зоной, размещенный между обычными полупроводниками *n*- и *p*-типов. Дополнительное поглощение длинноволнового солнечного излучения за счет оптических переходов электронов между валентной зоной и зоной промежуточных уровней (переходы 2 на рис. 8.10), а также между промежуточной зоной и зоной проводимости (переходы 1) с образованием электронно-дырочных пар позволяет увеличить долю используемой солнечной энергии и КПД фотопреобразователя.

По теоретическим оценкам [7] коэффициент полезного действия фотопреобразователей с промежуточной зоной может достигать 63% для концентрированного солнечного излучения – в отличие от 35% для однопереходного и 54% для каскадного солнечных элементов (см. табл. 8.2).

Промежуточная зона в полупроводнике должна быть образована делокализованными состояниями, т.е. быть по свойствам подобной зонам проводимости и валентной. Такая зона может быть образована в результате формирования массива квантовых точек, упорядоченно, периодически расположенных в объеме матрицы (например, точек германия в кремнии).

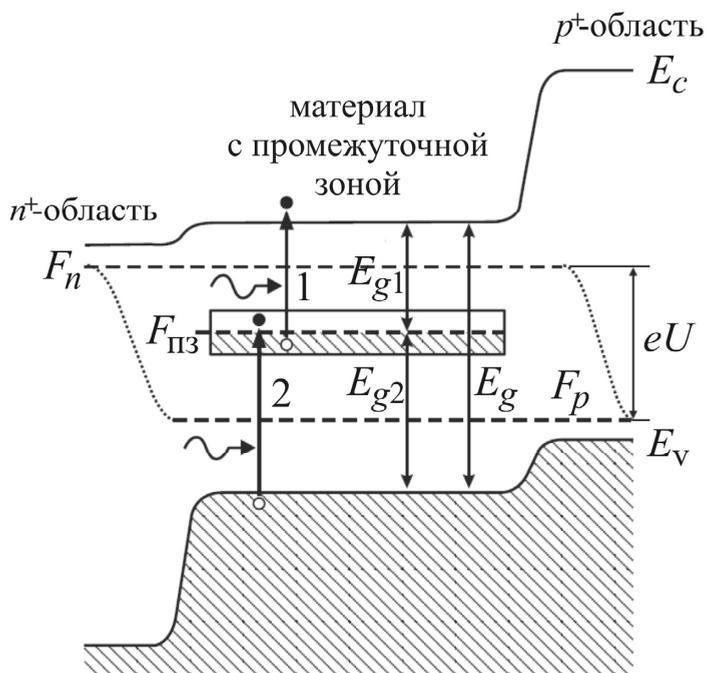


Рис. 8.10. Энергетическая диаграмма фотоэлемента с промежуточной зоной [7].
 $F_n, F_p, F_{пз}$ – квазиуровни Ферми для зон проводимости, валентной, промежуточной

Контрольные вопросы

1. Что такое фотоэлектрический преобразователь (солнечный элемент)?
2. В какой спектральной области в основном излучается солнечная энергия?
3. Что характеризует собой атмосферная (воздушная) масса?
4. Какова средняя плотность потока солнечного излучения на поверхности Земли?
5. Изобразите схему включения фотопреобразователя в цепь и поясните принцип его действия.
6. Что является основным параметром фотопреобразователя?
7. Как коэффициент полезного действия зависит от ширины запрещенной зоны материала фотопреобразователя?
8. Назовите основные причины снижения КПД в реальном фотопреобразователе.

9. Что такое внутренний спектральный отклик фотопреобразователя?

10. Каковы преимущества фотопреобразователей на основе гетероструктур $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/p\text{-GaAs}/n\text{-GaAs}$ перед кремниевыми солнечными элементами?

11. Поясните устройство, принцип действия и преимущества каскадных гетерофотопреобразователей.

12. В чем состоит выгода от концентрирования солнечного излучения при фотопреобразовании?

13. Что представляет собой фотопреобразователь с промежуточной зоной?

9. Светодиоды

Светодиодом называется оптоэлектронный полупроводниковый прибор с p - n -переходом, преобразующий электрическую энергию в энергию оптического излучения в видимой, инфракрасной или ультрафиолетовой областях спектра. Оптическое излучение возникает в активной области светодиода в процессе излучательной рекомбинации электронов и дырок.

9.1. Инжекция носителей заряда в светодиоде

Для создания избыточных носителей заряда в активной области светодиода используется инжекция носителей заряда через p - n -переход. При пропускании прямого тока в n - и p -области диода инжектируются неосновные носители заряда, и концентрация их в прилегающих к p - n -переходу областях становится выше равновесной (см. подраздел 4.4). Излучение, возникающее в результате рекомбинации инжектированных избыточных носителей заряда, называется *инжекционной электролюминесценцией*.

Величину электронной составляющей плотности прямого инжекционного тока через p - n -переход можно записать следующим образом (см. выражения (4.26) и (4.28)):

$$J_n = e \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \cong e \sqrt{\frac{D_n}{\tau_n}} \frac{n_i^2}{N_a} \exp\left[\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right], \quad (9.1)$$

где $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ – диффузионная длина электронов; U – напряжение, приложенное к p - n -переходу.

Аналогичное выражение может быть записано для дырочной составляющей плотности тока инжекции:

$$J_p \cong e \sqrt{\frac{D_p}{\tau_p}} \frac{n_i^2}{N_d} \exp\left[\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1\right]. \quad (9.2)$$

Если остальными составляющими прямого тока через p - n -переход (рекомбинационной, туннельной и др.) можно пренебречь по сравнению с $J_n + J_p$, то долю электронной составляющей J_n в полной плотности тока J можно представить в виде

$$\gamma_{\text{инж}}^n = \frac{J_n}{J} \cong \frac{J_n}{J_p + J_n} = \frac{1}{1 + \frac{J_p}{J_n}} = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{D_p \tau_n}{D_n \tau_p} \frac{N_a}{N_d}}}, \quad (9.3)$$

а долю дырочной составляющей – в виде

$$\gamma_{\text{инж}}^p = \frac{J_p}{J} \cong 1 - \gamma_{\text{инж}}^n \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{D_n \tau_p}{D_p \tau_n} \frac{N_d}{N_a}}}. \quad (9.4)$$

Величины $\gamma_{\text{инж}}^n$ и $\gamma_{\text{инж}}^p$ называются *эффективностями инжекции* электронов и дырок соответственно.

Из формул (9.3) и (9.4) видно, что эффективность инжекции носителей заряда того или иного знака зависит от соотношения уровней легирования p - и n -областей светодиода (см. также выражение (4.30)). Изменяя концентрации акцепторов N_a и доноров N_d , можно изменять направление преимущественной инжекции и, соответственно, управлять расположением области излучательной рекомбинации (т.е. активной области светодиода) относительно p - n -перехода.

Для получения максимальной мощности излучения целесообразно обеспечить инжекцию неосновных носителей заряда в ту область диода, которая характеризуется наибольшим внутренним квантовым выходом люминесценции η_i (см. выражение (3.16)). Если, например, такой активной областью является область p -типа, то эффективную инжекцию электронов в эту область можно обеспечить при условии $N_a \ll N_d$ (рис. 9.1, а). Однако этот путь повышения $\gamma_{\text{инж}}^n$ не всегда является оптимальным. При значительном увеличении концентрации донорной примеси N_d сужается область объемного заряда, растет концентрация в ней дефектов кристаллической структуры, что приводит к возрастанию туннельных (т.е. «безызлучательных») составляющих прямого тока через p - n -переход. С другой стороны, уменьшение концентрации акцепторов N_a в активной p -области снижает темп излучательной рекомбинации электронов и величину внутреннего квантового выхода η_i (см. выражения (3.4), (3.9), (3.16)).

Более удобным способом управления инжекцией является использование в светодиоде вместо p - n -перехода контакта двух полупроводников с различной шириной запрещенной зоны – *гетероперехо-*

да (рис. 9.1, б) [1–3]. N - p -гетеропереход позволяет обеспечить одностороннюю инжекцию носителей заряда в область с меньшей шириной запрещенной зоны (на рис. 9.1, б – p -область) даже при сравнимых (и умеренных) уровнях легирования p - и N -областей диода. Это связано с различной высотой барьеров для инжектируемых электронов и дырок (см. п. 5.4.1 и выражение (5.18)).

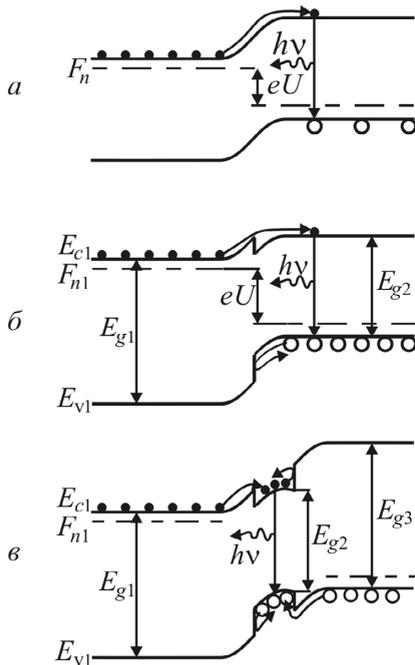


Рис. 9.1. Инжекция носителей заряда в n - p -гомопереходе (а), анизотипном N - p -гетеропереходе (б), двойной N - p - P -гетероструктуре (в)

Использование в светодиоде структуры с двумя – гетеропереходами: анизотипным N - p -гетеропереходом и изотипным p - P -гетеропереходом (рис. 9.1, в) – позволяет ограничить область рекомбинации инжектированных носителей с обеих сторон (см. п. 5.4.3). В такой N - p - P -гетероструктуре, называемой *двойной гетероструктурой*, достигается более высокая концентрация избыточных носителей заряда в активном слое и более высокий темп их рекомбинации (при заданной величине прямого тока).

Структуры с гетеропереходами (см. рис. 9.1, б, в), особенно, двойная гетероструктура, обладают и другим важным преимуществом перед обычным p - n -переходом. Рекомбинационное излучение, родившееся в узкозонном активном p -слое, выходит из структуры через широкозонные эмиттерные N - или P -слои, не поглощаясь, поскольку

энергии кванта света не достаточно для возбуждения межзонных переходов электронов в этих областях (см. п. 5.4.4 и рис. 5.15).

9.2. Внешний квантовый выход и вывод излучения из диода

Параметром, характеризующим эффективность преобразования электрической энергии в энергию оптического излучения в светодиоде, является внешний квантовый выход. *Внешним квантовым выходом* η_e называется отношение количества фотонов N_ϕ , излученных диодом в единицу времени, к количеству носителей заряда N_ε , прошедших через p - n -переход за это же время [2]:

$$\eta_e = \frac{N_\phi}{N_\varepsilon} \cong \frac{P_{\text{изл}} \cdot e}{h\nu_m \cdot I}, \quad (9.5)$$

где $h\nu_m$ – энергия фотона в максимуме спектра излучения; $P_{\text{изл}} \cong h\nu_m \cdot N_\phi$ – мощность излучения диода; $I = eN_\varepsilon$ – ток через диод.

Отношение (9.5) можно переписать следующим образом:

$$\eta_e = \frac{N_\phi}{N_\varepsilon} = \frac{N_\varepsilon^{\text{ак}}}{N_\varepsilon} \cdot \frac{N_\phi^{\text{ак}}}{N_\varepsilon^{\text{ак}}} \cdot \frac{N_\phi}{N_\phi^{\text{ак}}} = \gamma_{\text{инж}} \eta_i \eta_0. \quad (9.6)$$

В выражении (9.6) $N_\varepsilon^{\text{ак}}$ – число электронно-дырочных пар, рекомбинирующих внутри активной области светодиода в единицу времени; $N_\phi^{\text{ак}}$ – число фотонов, излученных в результате этой рекомбинации. Отношение

$$\frac{N_\varepsilon^{\text{ак}}}{N_\varepsilon} = \frac{I_{n(p)}}{I} = \frac{J_{n(p)}}{J} = \gamma_{\text{инж}}^{n(p)} \quad (9.7)$$

представляет собой эффективность инжекции в активную область неосновных носителей заряда – электронов или дырок – в зависимости от типа проводимости этой области (см. формулы (9.3), (9.4) для p - n -перехода). Величина

$$\eta_i = \frac{N_\phi^{\text{ак}}}{N_\varepsilon^{\text{ак}}} = \frac{r_i}{r} \quad (9.8)$$

является внутренним квантовым выходом материала активной области (см. выражение (3.16)). Наконец, отношение

$$\eta_0 = \frac{N_{\Phi}}{N_{\Phi}^{\text{ак}}} \quad (9.9)$$

показывает долю излучения, выводимую из активной области наружу диода, и называется *коэффициентом вывода излучения*.

Эффективность инжекции и внутренний квантовый выход в светодиодах (см. выражения (9.3), (9.4), (3.16)) довольно часто близки к единице. В этих случаях внешний квантовый выход диодов определяется величиной η_0 (см. формулу (9.6)). Коэффициент вывода излучения всегда меньше единицы, т.е. из кристалла светодиода во внешнюю среду может быть выведена только часть генерируемого в активной области избыточного излучения. Основными процессами, приводящими к потерям излучения при выводе его из кристалла, являются следующие (рис. 9.2) [1, 2].

1. Полное внутреннее отражение излучения, падающего на границу раздела полупроводник / воздух под углом θ больше критического угла $\theta_{\text{кр}}$.
2. Частичное (френелевское) отражение излучения, падающего на границу раздела под углом $\theta < \theta_{\text{кр}}$.
3. Поглощение излучения в приконтактных областях и выход излучения через торцы.
4. Поглощение излучения в толще полупроводника.

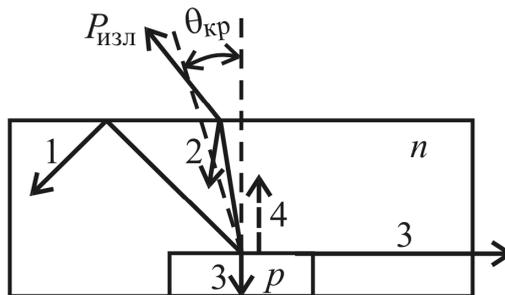


Рис. 9.2. Основные потери излучения при выводе его из кристалла

Оценим величину первых двух видов потерь. Предположим, что мощность излучения некоторого участка активной области в единичном телесном угле (сила излучения) в направлении, перпендикулярном границе активной области (и поверхности кристалла), равна $I_e(0)$. Будем считать излучающий участок изотропным (ламбертовским) источ-

ником, для которого зависимость силы излучения I_e от угла θ между направлением распространения и нормалью к поверхности имеет вид

$$I_e(\theta) = I_e(0)\cos\theta. \quad (9.10)$$

Тогда полная мощность, излучаемая рассматриваемым участком активной области во всевозможных направлениях, равна [2, 3]:

$$P = 2 \int_{\theta=0}^{\pi/2} I_e(0)\cos\theta \cdot 2\pi \sin\theta d\theta = 2\pi I_e(0). \quad (9.11)$$

Часть этой мощности падает на верхнюю поверхность кристалла под углом меньше критического угла полного внутреннего отражения $\theta_{кр}$:

$$P' = \int_{\theta=0}^{\theta_{кр}} I_e(0)\cos\theta \cdot 2\pi \sin\theta d\theta = \pi I_e(0)\sin^2\theta_{кр}. \quad (9.12)$$

Однако и это излучение испытывает частичное (френелевское) отражение от поверхности раздела полупроводник / воздух. В случае строго нормального падения излучения коэффициент отражения равен

$$R = \left(\frac{n_{п} - n_0}{n_{п} + n_0} \right)^2 \cong \left(\frac{n_{п} - 1}{n_{п} + 1} \right)^2, \quad (9.13)$$

где $n_{п}$ – показатель преломления полупроводника; $n_0 \cong 1$ – показатель преломления воздуха. При увеличении θ от 0 до $\theta_{кр}$ R возрастает.

Таким образом, при первом падении излучения на поверхность доля его, выводимая из кристалла, равна [2, 3]:

$$\eta'_0 \approx \frac{P'}{P}(1 - R) = \frac{\sin^2\theta_{кр}}{2} \cdot \frac{4n_{п}}{(n_{п} + 1)^2} = \frac{2}{n_{п}(n_{п} + 1)^2}, \quad (9.14)$$

поскольку

$$\theta_{кр} = \arcsin \frac{n_0}{n_{п}} \cong \arcsin \frac{1}{n_{п}}. \quad (9.15)$$

Например, для арсенида галлия показатель преломления $n_{п} = 3,55$ и величина критического угла $\theta_{кр} = 16,4^\circ$. Поэтому без принятия специальных мер величина коэффициента вывода излучения из кристалла GaAs слишком мала: $\eta_0 \leq \eta'_0 \approx 0,027$.

Для увеличения η_0 используются следующие приемы [1, 2].

1. Придание световыводящей поверхности кристалла полупроводника формы полусферы или усеченной сферы (рис. 9.3, *а*), чтобы угол падения на нее основной доли излучения был меньше критической величины $\theta_{кр}$. По оценкам полусферическая конфигурация кристалла может увеличить коэффициент вывода излучения до 0,34 [1].

2. Использование полимерного купола (линзы) с показателем преломления $n_0 < n_л < n_п$ на плоской поверхности кристалла для увеличения критического угла полного внутреннего отражения (рис. 9.3, *б*). При показателе преломления материала линзы $n_л = 1,5 \div 1,6$ критический угол возрастает до $\theta_{кр} = 25\text{--}30^\circ$, а выход излучения из кристалла во внешнюю среду (полимер) увеличивается в 2,5–3 раза [1].

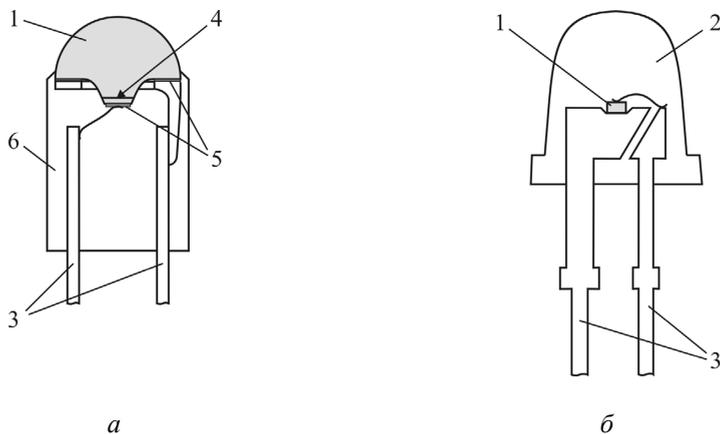


Рис. 9.3. Конструкции светодиодов с полусферическим кристаллом (*а*) и с полимерной линзой (*б*): 1 – кристалл полупроводника; 2 – полимерный купол; 3 – металлические выводы; 4 – *p-n*-переход; 5 – омические контакты; 6 – полимерный корпус

3. Нанесение на поверхность антиотражающей диэлектрической пленки для уменьшения френелевских потерь (рис. 9.4) [2]. Такая пленка должна иметь показатель преломления n_1 , удовлетворяющий условию

$$n_1 = \sqrt{n_0 n_п}, \quad (9.16)$$

а толщину d_1 , равную нечетному числу четвертей длин волн в материале пленки

$$d_1 = \frac{(2l-1)\lambda}{4n_1}, \quad (9.17)$$

где λ – длина волны излучения в вакууме; l – целое число. Применяя антиотражающие пленки из SiO_2 , Si_3N_4 , Al_2O_3 , TiO_2 и др., удается увеличить коэффициент вывода на 20–30%.

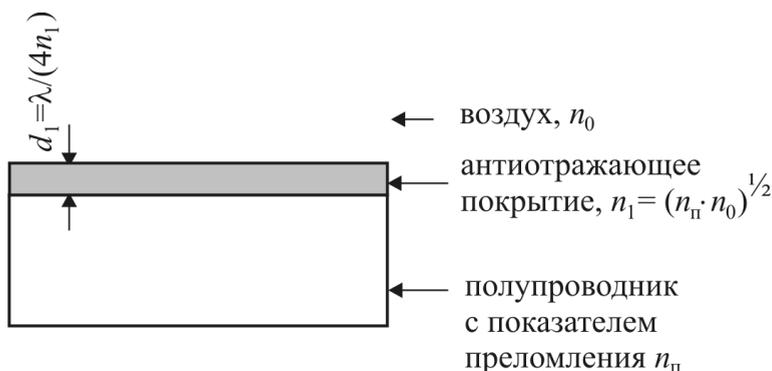


Рис. 9.4. Антиотражающее покрытие с оптимальными толщиной и показателем преломления [2]

4. Использование многопроходных гетероструктур, в которых узкозонная излучающая область расположена между широкозонными слоями, почти не поглощающими излучение (см. в п. 5.4.4 эффект «оптического окна»). В такой гетероструктуре излучение, падающее на выводящую поверхность под углом больше критического угла $\theta_{кр}$, после многократного отражения внутри кристалла имеет шанс выйти из кристалла. Для исключения поглощения переотражаемого излучения узкозонным материалом подложки в таких структурах производится полное удаление подложки либо между активной областью кристалла и подложкой выращивается распределенный брэгговский отражатель (рис. 9.5) [2]. Отражатель Брэгга представляет собой многослойную композицию из 5–50 пар слоев полупроводников с отличающимися показателями преломления n_1 и n_2 и толщинами $d_1 = \lambda / (4n_1)$ и $d_2 = \lambda / (4n_2)$, где λ – длина волны Брэгга в вакууме. Отражающиеся от границ раздела между слоями лучи с длиной волны $\lambda / n_{1,2}$ интерферируют между собой, отражательная способность зеркала Брэгга возрастает с увеличением числа пар слоев и в ряде случаев может быть близка к 100% [2].

5. Применение кристаллов со специальной конфигурацией боковых и обратной поверхностей.

Так, использование кристаллов многопроходных гетероструктур в форме перевернутой усеченной пирамиды (рис. 9.6) минимизирует среднюю длину пути переотражаемых фотонов внутри кристалла,

снижая тем самым внутренние оптические потери [2]. При этом возрастает доля излучения, выходящего через верхнюю поверхность. Излучение, выходящее из кристалла через боковые грани, может переотражаться в нужном направлении чашкой отражателя корпуса светодиода.



Рис. 9.5. Светодиод с распределенным зеркалом Брэгга, расположенным между подложкой и нижним эмиттерным слоем [2]

Использование мезаструктуры (рис. 9.7) также обеспечивает внутреннюю фокусировку излучения и уменьшает потери через торцы, что может увеличить коэффициент вывода в 2–3 раза [1].

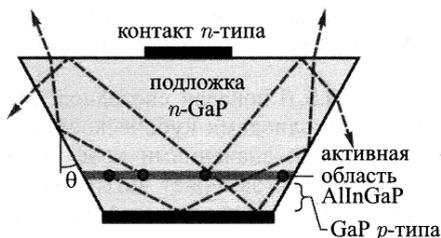


Рис. 9.6. Кристалл светодиода с гетероструктурой P -GaP/AlGaInP/ N -GaP в форме усеченной пирамиды [2]

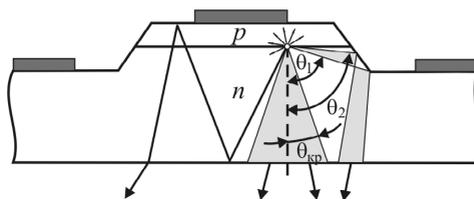


Рис. 9.7. Ход лучей в светодиоде плоской конфигурации с мезаструктурой [1]

6. Уменьшению поглощения света в приконтактных областях кристалла способствует уменьшение площади омических контактов.

9.3. Ватт-амперная характеристика и диаграмма направленности светодиода

Интегральная интенсивность излучения диода описывается *излучательной характеристикой*. Для светодиода, излучающего в инфракрасной области (ИК-светодиода), излучательная характеристика представляет собой зависимость интегральной мощности излучения

(потока излучения) $P_{\text{изл}} = \int_0^{\infty} \Phi_{\nu}(h\nu)d(h\nu)$ от величины прямого тока I

через диод (*ватт-амперная характеристика*, рис. 9.8). В соответствии с формулами (9.5) и (9.6) интегральная мощность излучения диода может быть записана в виде

$$P_{\text{изл}} \cong \frac{h\nu_m}{e} \gamma_{\text{инж}} \eta_i \eta_0 I. \quad (9.18)$$

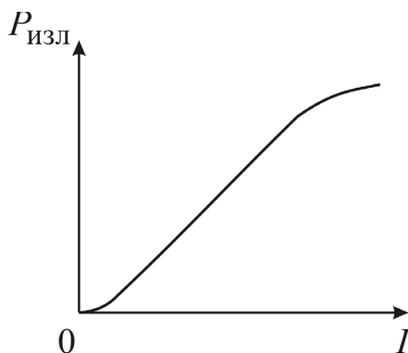


Рис. 9.8. Ватт-амперная характеристика ИК-светодиода

Из выражения (9.18) следует, что ватт-амперная характеристика светодиода будет линейной в интервале значений тока, в котором коэффициенты $\gamma_{\text{инж}}$, η_i не зависят от величины тока (значения $h\nu_m$ и η_0 можно считать постоянными). Отклонения от линейности обычно наблюдаются в области малых и в области больших токов (рис. 9.8). При малых токах сверхлинейное возрастание мощности излучения $P_{\text{изл}}$ может быть связано с увеличением $\gamma_{\text{инж}}$ или η_i . При этом увеличение эффективности инжекции $\gamma_{\text{инж}}$ обусловлено более быстрым возрастанием инжекционной составляющей прямого тока $I_{n(p)} \sim \exp\left(\frac{eU}{kT}\right)$ по сравнению с рекомбинационной $I_{\text{рек}} \sim \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right)$ и туннельной составляющими – по мере увеличения напряжения на p - n -

переходе. Рост внутреннего квантового выхода η_i (см. формулу (3.16)) может быть вызван более быстрым уменьшением времени жизни для межзонной излучательной рекомбинации при переходе к высокому уровню возбуждения: $\tau_n \sim (p_0 + n_0 + \Delta n)^{-1} \approx \sim (\Delta n)^{-1}$ – по сравнению с безызлучательным временем жизни τ_6 для рекомбинации через локальные центры.

Замедление роста $P_{\text{изл}}$ при больших прямых токах I (см. рис. 9.8) может быть обусловлено снижением η_i из-за возрастания вероятности оже-процессов (см. п. 3.2.5) при высоких концентрациях избыточных носителей заряда, а также вследствие усиления роли безызлучательных процессов с участием глубоких уровней в результате повышения температуры диода [2].

Пространственное распределение излучения светодиода характеризуют диаграммой направленности. *Диаграмма направленности* представляет собой зависимость *силы излучения* $I_e = \frac{dP_{\text{изл}}}{d\Omega}$ ($d\Omega$ – элементарный телесный угол) от угла φ между данным направлением и оптической осью излучателя. Диаграммы направленности светодиодов с различной формой поверхности полупроводника изображены на рис. 9.9 в полярной системе координат.

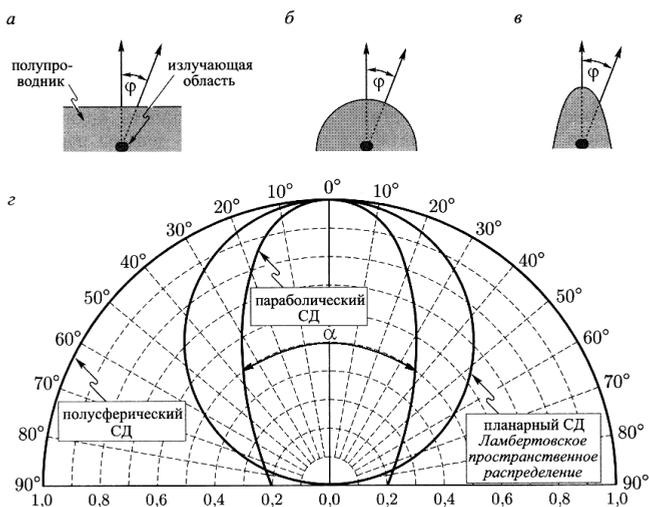


Рис. 9.9. Диаграммы направленности светодиодов с планарной (а), полусферической (б) и параболической (в) поверхностями [2]

Для излучателя (a) с плоской поверхностью диаграмма направленности может быть приближенно описана законом Ламберта [2]:

$$I_e(\varphi) = I_e(0) \cos \varphi. \quad (9.19)$$

В полярных координатах такая диаграмма представляет собой окружность (см. рис. 9.9).

Направленность излучения характеризуют также *углом излучения* α , в пределах которого сила излучения составляет не менее половины ее максимального значения. Для излучателя с плоской излучающей поверхностью $\alpha = 120^\circ$.

Использование полимерных куполов (линз) различной формы позволяет изменять диаграмму направленности. Для большинства светодиодов угол α находится в пределах $40\text{--}100^\circ$.

9.4. Особенности характеристик светодиодов видимой области

До сих пор речь шла об излучательной характеристике диода, выраженной в обычных энергетических величинах (см., например, формулу (9.18)). Система энергетических параметров применяется при описании свойств ИК-светодиодов, для регистрации излучения которых используются физические приемники – фотоприемники.

При использовании светодиодов видимого диапазона спектра для визуального отображения информации (в знаковых индикаторах, при подсветке надписей и пусковых кнопок, для индикации состояния электронного устройства и др.) приемником излучения является человеческий глаз (биологический приемник). Поэтому характеристики светодиода удобнее описывать с помощью системы световых величин. Аналогом потока излучения $P_{\text{изл}} \equiv P_e$, выраженного в ваттах, в этой системе является световой поток P_v , измеряемый в люменах (лм). *Световой поток* P_v – это мощность излучения, оцениваемая по ее действию на средний человеческий глаз.

Между аналогичными параметрами световой и энергетической систем существует взаимно однозначное соответствие. Например, световой поток $P_v(\lambda)$ от монохроматического источника связан с потоком (мощностью) излучения $P_e(\lambda)$ от этого же источника соотношением

$$P_v(\lambda) = K_m V(\lambda) P_e(\lambda), \quad (9.20)$$

где коэффициент K_m равен 683 лм/Вт .

Функция $V = V(\lambda)$ характеризует спектральную чувствительность человеческого глаза и называется *относительной спектральной световой эффективностью*. Она изображена на рис. 9.10.

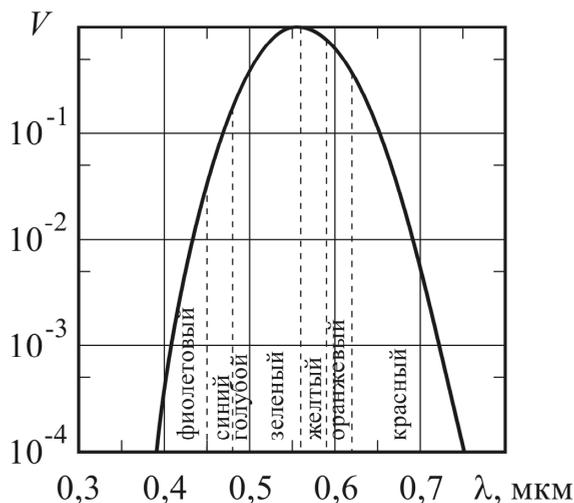


Рис. 9.10. Относительная спектральная световая эффективность – функция спектральной чувствительности человеческого глаза при высоком уровне внешней освещенности (режим фотопического зрения)

Интегральный световой поток P_v от монохроматического источника (например, светодиода) можно рассчитать, зная спектральную плотность потока излучения $\Phi_\lambda(\lambda) = \frac{dP_{\text{изл}}}{d\lambda}$, по формуле

$$P_v = K_m \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \Phi_\lambda(\lambda) V(\lambda) d\lambda, \quad (9.21)$$

где $\lambda_1 = 380$ нм, $\lambda_2 = 780$ нм – границы видимого диапазона спектра (таким образом, интегральный световой поток характеризует не всю мощность излучения светодиода, а только ее «видимую» часть).

Для светодиода видимого спектра *излучательная характеристика* (в отличие от характеристики $P_{\text{изл}} = P_{\text{изл}}(I)$ – для ИК-светодиода, изображенной на рис. 9.8) представляет зависимость силы света I_v от величины тока I через диод. *Сила света* – это угловая плотность светового потока $I_v = \frac{dP_v}{d\Omega}$, измеряемая в канделах (кд) (1 кандела = 1 люмен/стерадиан).

Диаграмма направленности светодиода видимого спектра выражается зависимостью силы света I_v от угла φ между данным направлением и оптической осью диода.

9.5. Материалы и конструкции светодиодов

При выборе полупроводникового материала для светодиода исходят из требуемого спектрального состава излучения (см. подраздел 3.3), значений внутреннего квантового выхода люминесценции η_i (см. подраздел 3.2) и возможности создания совершенных гетероструктур на основе данного полупроводника для получения высоких значений эффективности инжекции $\gamma_{инж}$ и коэффициента вывода излучения η_0 (см. подразделы 9.1 и 9.2).

Некоторые полупроводниковые соединения, используемые для изготовления светодиодов, представлены в табл. 9.1.

Таблица 9.1

Материалы для активных областей светодиодов

Материал активной области диода	$E_g(300\text{ K}),$ эВ	$\lambda_m,$ мкм	Характеристика / цвет излучения
GaAs:Si	1,42	0,92–0,96	Инфракрасное
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \leq 0,1$)	1,42–1,57	0,80–0,92	Инфракрасное
$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	1,87	0,66	Красный
$\text{GaAs}_{0,6}\text{P}_{0,4}$	1,93	0,65	Красный
$\text{GaAs}_{0,14}\text{P}_{0,86}\text{:N}$	2,19	0,59	Желтый
GaP:N	2,26	0,56	Зеленый
$(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$	> 1,91	0,57–0,66	Красный, оранжевый, желтый
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($0,2 \leq x \leq 0,43$)	2,7–3,0	0,45–0,53	Зеленый, голубой, синий
$\text{In}_x\text{Al}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{N}$	> 3,42	0,31–0,35	Ультрафиолетовое
$\text{In}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}_{0,9}\text{P}_{0,1}$	0,80	1,55	Инфракрасное
$\text{In}_{0,7}\text{Ga}_{0,3}\text{As}_{0,6}\text{P}_{0,4}$	0,96	1,3	Инфракрасное
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$	< 0,72	1,7–2,4	Инфракрасное
$\text{InAs}_{1-x}\text{Sb}_x$	–	2,7–4,6	Инфракрасное

Арсенид галлия является прямозонным полупроводником. В p - n -структурах для ИК-светодиодов из GaAs, выращиваемых методом жидкофазной эпитаксии, n - и p -области получены легированием одной и той же (амфотерной) примесью – кремнием, атомы которого в раз-

личном соотношении замещают атомы галлия и мышьяка. Спектр излучения, генерируемого в p -области диода в результате рекомбинации инжектированных электронов через уровни кремния, имеет длинноволновый сдвиг относительно края поглощения n -GaAs. Поэтому излучение проходит через толщу n -области диода почти без потерь. Эти обстоятельства обуславливают высокий внешний квантовый выход ($\eta_e = 8\text{--}20\%$). Мощность излучения ИК-светодиодов на основе GaAs:Si достигает 10–15 мВт при токе $I = 100$ мА, но быстродействие их невелико (около 1 мкс). Конструкции диодов на основе GaAs:Si показаны на рис. 9.3.

Фосфид галлия – непрямозонный полупроводник, однако замещение части атомов фосфора изовалентными атомами азота, используемого в качестве легирующей примеси, повышает вероятность образования в активной области диода связанных экситонов. Излучение фотонов при аннигиляции экситонов увеличивает внутренний квантовый выход η_i почти на два порядка величины. Сила света зеленых светодиодов из GaP : N при $I = 10$ мА составляет десятки милликандел и зависит от диаграммы направленности диода.

Широкое применение для создания светодиодов находят твердые растворы полупроводниковых соединений (см. табл. 9.1). Изменяя соотношение компонентов в твердом растворе, можно изменять ширину его запрещенной зоны, т.е. изменять спектр излучения диода, а также создавать двухсторонние гетероструктуры и структуры с квантовыми ямами. Внешний квантовый выход светодиодов на основе различных полупроводниковых твердых растворов показан на рис. 9.11, *а, б*, взятых из [4].

Твердый раствор $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (см. п. 6.4.3) является важнейшим материалом для создания ИК-излучателей. Основное принципиальное достоинство этого материала – возможность получения на его основе гетероструктур с высоким внешним квантовым выходом и высоким быстродействием. Внутренний квантовый выход η_i $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в области прямозонных составов может достигать 100% [5].

Наиболее эффективные излучатели имеют активную область из арсенида галлия или из твердого раствора с малым содержанием алюминия ($x \leq 0,12$) и длину волны в максимуме спектра $\lambda_m = 0,79\text{--}0,88$ мкм. Мощность излучения таких диодов равняется 15–25 мВт ($I = 100$ мА), а быстродействие достигает 10 нс.

При содержании алюминия в активной области $x \approx 0,35$ получают красные светодиоды ($\lambda_m \approx 0,67$ мкм) с высокой яркостью.

Как отмечалось в 6.4.5, для создания светодиодов красного, оранжевого, желтого и зеленого свечений с не очень высокой яркостью используются слои **твердого раствора GaP_xAs_{1-x}** .

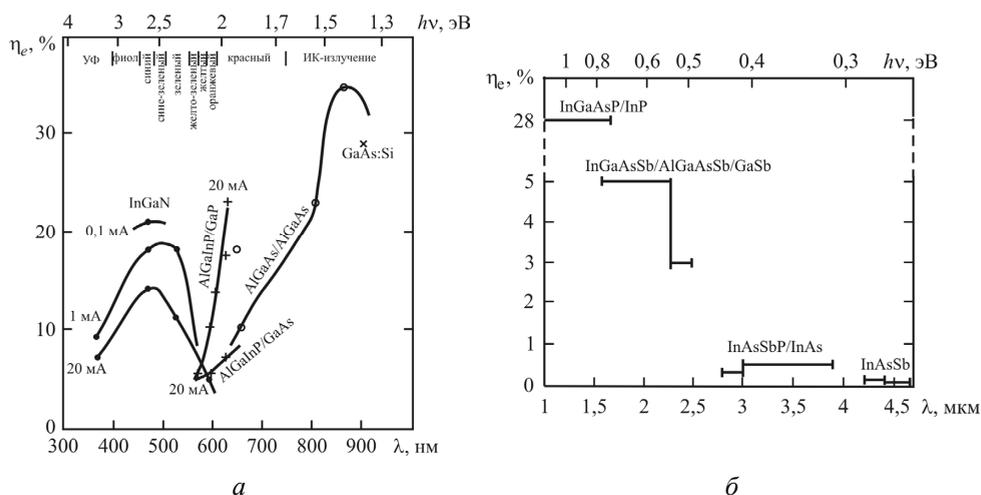


Рис. 9.11. Внешний квантовый выход светодиодов видимой (а) и средней ИК-области (б) на основе различных полупроводниковых твердых растворов [4]

Твердый раствор $(Al_xGa_{1-x})_{0,5}In_{0,5}P$ является материалом для создания сверхъярких светодиодов красного, оранжевого и желтого цветов. Двойные гетероструктуры на основе этого твердого раствора выращиваются на подложках GaAs. Однако для получения светодиодов с высокой яркостью в дальнейшем производится удаление поглощающей подложки и соединение выращенной гетероструктуры с широкозонной подложкой из GaP. На рис. 9.11, а видно, что при такой замене внешний квантовый выход гетероструктур резко возрастает.

Твердый раствор $In_xGa_{1-x}N$ используется для создания активных областей сверхъярких светодиодов синего и зеленого свечений.

На основе слоев **твердого раствора $Al_xGa_{1-x}N$** изготавливаются активные области светодиодов ультрафиолетового диапазона.

Светодиоды для ближней ИК-области создаются на основе **твердого раствора $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P_y$** (см. п. 6.4.4). Для создания светодиодов средней ИК-области применяются слои **твердых растворов $In_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$, $InAs_{1-x}Sb_x$ и $InAs_{1-x-y}Sb_xP_y$** .

Если длина волны в максимуме спектра λ_m и внутренний квантовый выход люминесценции η_i определяются типом полупроводниково-

го материала, используемого для изготовления светодиода, то эффективность инжекции $\gamma_{инж}$ и коэффициент вывода излучения η_0 зависят от строения кристалла с $p-n$ -переходом и от общей конструкции диода.

Примеры некоторых конструкций светодиодов были представлены в подразделе 9.2. Еще две конструкции светодиодов показаны на рис. 9.12.

Мощность излучения чаще всего ограничивается повышением температуры активной области вследствие джоулева разогрева кристалла. Поэтому кристаллы мощных светодиодов монтируются на металлическом основании, обладающем малым тепловым сопротивлением, и диоды комплектуются дополнительным радиатором (рис. 9.12, *а*).

Конструкция Баррасса, используемая в светодиодах для волоконно-оптических линий связи, изображена на рис. 9.12, *б* [1–3].

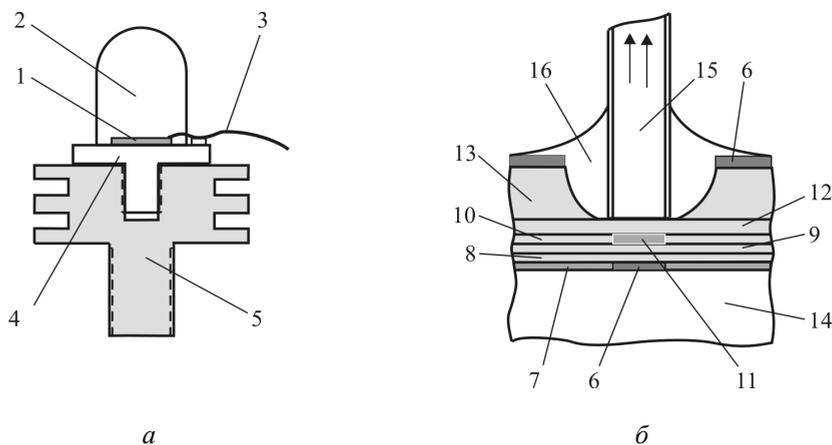


Рис. 9.12. Конструкции светодиодов: 1 – кристалл полупроводника; 2 – полимерная линза; 3 – металлический вывод; 4 – металлический теплоотвод; 5 – дополнительный радиатор; 6 – омические контакты; 7 – слой диэлектрика; 8 – приконтактный слой p^+ -GaAs; 9 – эмиттерный слой P -AlGaAs; 10 – слой p -GaAs; 11 – излучающая область; 12 – эмиттерный слой N -AlGaAs; 13 – подложка n -GaAs; 14 – металлический теплоотвод; 15 – стекловолокно; 16 – эпоксидная смола

В диоде Баррасса для повышения эффективности ввода излучения в световолокно отрезок волокна через отверстие в подложке подводится максимально близко к активной области диода и закрепляется на кристалле с помощью эпоксидной смолы. Активной областью кристалла на рис. 9.12, *б* является слой p -GaAs, расположенный между эмиттерными слоями из твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$. Поперечный размер активной области должен быть меньше диаметра световолокна. Он задается диаметром омического контакта к слою p^+ -GaAs.

Контрольные вопросы

1. Что такое светодиод?
2. Поясните принцип действия светодиода.
3. Что такое эффективность инжекции?
4. От каких параметров светодиодной структуры зависит эффективность инжекции носителей заряда в активную область светодиода?
5. Каковы преимущества использования одинарной и двойной гетероструктур в светодиодах?
6. Что такое внешний квантовый выход светодиода?
7. Что такое коэффициент вывода излучения?
8. Каковы основные механизмы потерь излучения в светодиодной структуре?
9. Каковы пути увеличения коэффициента оптического вывода излучения?
10. Что такое излучательная характеристика светодиода?
11. Что представляет собой диаграмма направленности светодиода?
12. В чем особенность описания характеристик светодиодов видимой области спектра?
13. Запишите выражение, связывающее величину светового потока с потоком (мощностью) излучения от монохроматического источника.
14. Что характеризует относительная спектральная световая эффективность?
15. Как влияют свойства и параметры полупроводниковых материалов на характеристики светодиодов?
16. Назовите основные материалы, используемые для изготовления светодиодов с различной длиной волны в максимуме спектра.

10. Источники белого света на основе GaN

В настоящее время большой интерес вызывает исследование излучательных характеристик светодиодов голубого свечения на основе нитрида галлия, которые являются основой эффективных источников белого света.

Японским инженером Ш. Накамурой (Nichia Chemical Industries, 1991) была получена эффективная электролюминесценция в структурах на основе нитрида галлия. Методом газофазовой эпитаксии из металлорганических соединений им была изготовлена двойная гетероструктура $N\text{-GaN}/n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/P\text{-Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ с нелегированной активной областью в виде одиночной квантовой ямы $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Им же были созданы белые светодиоды на основе синего свечения $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, которое возбуждало люминофорное покрытие, содержащее алюмоиттриевый гранат ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$).

К настоящему времени созданы белые светодиоды со световой отдачей до 250 лм/Вт [1], превосходящей отдачу люминесцентных ламп.

10.1. Принципы получения белого света

Чтобы понять принцип получения белого света с использованием светодиодов, рассмотрим цветовую диаграмму, изображенную на рис. 10.1 [2, 3]. Каждой точке этой диаграммы с координатами x , y , z ($z = 1 - x - y$) соответствует определенный цвет. Монохроматические, или чистые, цвета – от красного до фиолетового – расположены по периметру диаграммы – на линии, называемой *локусом*. Оттенки красного цвета соответствуют наибольшим значениям координаты x , оттенки зеленого цвета – наибольшим значениям y , а оттенки синего – наибольшим значениям z (наименьшим значениям x и y).

Диаграмма обладает следующими свойствами. Если выбрать на ней два цвета, характеризуемых точками с координатами цветности x_1 , y_1 , z_1 и x_2 , y_2 , z_2 , то путем смешения этих цветов в определенном соотношении можно получить любой цвет, изображаемый точкой, лежащей на отрезке, соединяющем выбранные точки. Аналогично, при смешении трех цветов можно получить любой цвет, попадающий внутрь треугольника, вершины которого соответствуют трем исходным цветам.

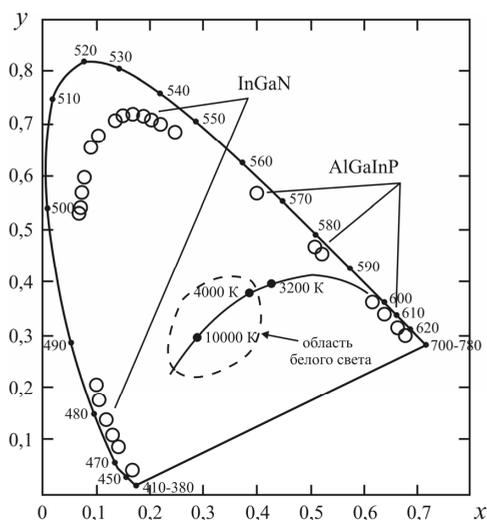


Рис. 10.1. Цветовой график Международной комиссии по освещению. В центре – область белого цвета, пересекаемая дугой, соответствующей цвету абсолютно черного тела при разных температурах. Кружками отмечены цветовые координаты разных светодиодов [2, 3]

Область белого света находится в средней части цветовой диаграммы, и белый свет можно получить смешением двух, трех и более цветов. На рис. 10.1 кружками показаны цвета излучения светодиодов на основе твердых растворов $(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0,5}\text{In}_{0,5}\text{P}$ и $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Таким образом, белый цвет можно получить путем смешения излучений желтого и синего светодиодов [3]. Однако получить высококачественные источники белого света путем аддитивного смешения двух комплементарных (дополняющих) цветов не удастся. Поэтому используются три или большее количество источников. Так, например, белый свет хорошего качества можно получить, смешивая излучения светодиодов оранжевого ($\lambda_m = 605$ нм), зеленого ($\lambda_m = 530$ нм) и синего ($\lambda_m = 455$ нм) цветов [3].

Однако самые распространенные источники белого света создаются на основе синих светодиодов, излучение которых возбуждает желто-зеленое свечение люминофора и, смешиваясь с ним, дает белый свет.

Качество белого цвета характеризуется цветовой температурой. Это температура нагретого абсолютно черного тела, спектр которого близок к спектру изучаемого белого света. Если температура абсолютно черного тела повышается, то синяя составляющая в его спектре усиливается, а красная составляющая убывает. Цветовая температура

измеряется в кельвинах. Естественному (нейтральному) белому свету соответствуют цветовые температуры от 3 300 до 5 000 К. Белый свет с цветовой температурой ниже 3 300 К считается «теплым», при цветовой температуре выше 5 000 К имеем «холодный» белый свет. Например, лампа накаливания мощностью 100 Вт испускает теплый белый свет с цветовой температурой $\approx 2\,800$ К. Кривая цветовых температур, рассчитываемая по формуле Планка, пересекает область белого света на графике рис. 10.1.

10.2. Конструкции и технология изготовления светодиодов на основе GaN

Конструкция светодиода белого свечения показана на рис. 10.2, *a*. На рис. 10.2, *б* приведен спектр его излучения [3]. Синее излучение светодиодного кристалла на основе нитрида галлия возбуждает широкую полосу свечения люминофора, захватывающую зеленую и красную области спектра. В качестве люминофоров обычно используют покрытия на основе алюмоиттриевого граната с добавкой редкоземельного элемента, например: $Y_3Al_5O_{12}:Ce$ или $(Y_{1-x}Gd_x)_3(Al_{1-y}Ga_y)_5O_{12}:Ce$.

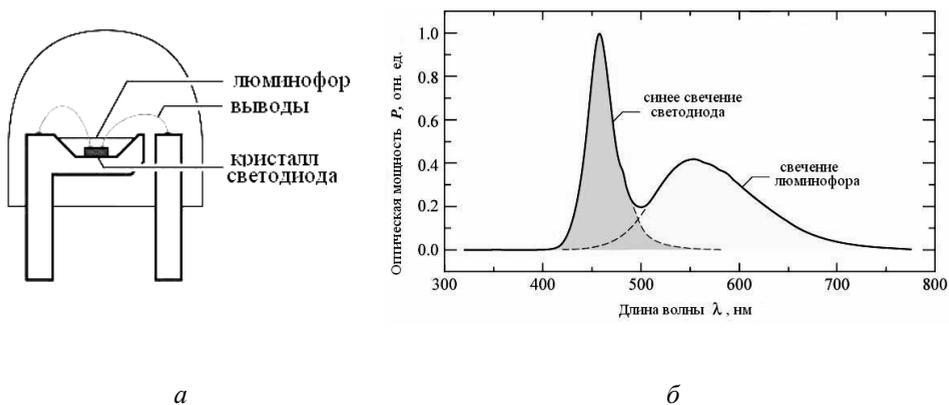


Рис. 10.2. Структура (*a*) и спектр излучения (*б*) светодиода белого свечения на основе кристалла синего светодиода и люминофорного покрытия [3]

Кристалл светодиода на основе GaN представляет собой сложную гетероструктуру, которая выращена на чужеродной подложке и включает слои твердых растворов различного состава. Типичное строение кристалла синего светодиода представлено на рис. 10.3, *a*.

На диэлектрической подложке из сапфира Al_2O_3 методом газофазовой эпитаксии из металлоорганических соединений последовательно выращиваются тонкий зародышевый, переходный (буферный) и эмиттерный слои $n\text{-GaN}$. В ряде случаев дополнительно выращивается тонкий слой широкозонного твердого раствора $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Из-за присутствия внутренних электрических полей, обусловленных поляризационными зарядами, активная (излучающая) область светодиода изготавливается в виде квантовой ямы или набора таких ям (обычно от двух до десяти) из твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x = 0,1-0,2$), разделенных барьерными слоями GaN . Толщина излучающих узкозонных слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (квантовых ям) составляет 2,5–3 нм, чтобы электрические поля, обусловленные поляризационными зарядами на гетерограницах (см. подраздел 6.3), не приводили к значительному пространственному разделению электронов и дырок.

В таких сверхтонких слоях, толщина которых сравнима с длиной волны де Бройля электрона, возникают эффекты размерного квантования – появляется зависимость энергетического спектра электронов и дырок от толщины слоя (см. 5.6.1).

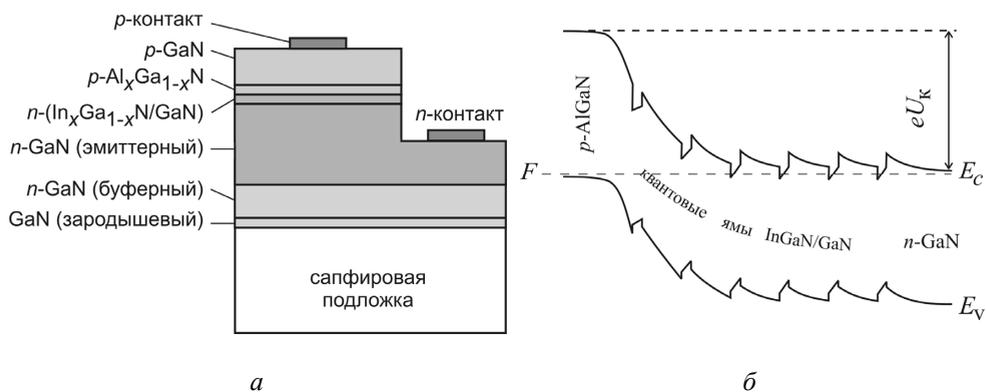


Рис. 10.3. Строение кристалла светодиода голубого свечения на основе нитрида галлия (а) и его равновесная энергетическая диаграмма (б) [4]

Следовательно, открывается возможность регулировать цвет свечения, изменяя не только состав твердого раствора, но и толщину квантовой ямы. Кроме того, поскольку толщина квантово-размерного слоя меньше критической, в нем не образуются дополнительные дислокации несоответствия. Квантовые ямы разделяются барьерными слоями, обычно из GaN , имеющими толщину от 7 до 18 нм.

В некоторых конструкциях светодиодов слои, разделяющие квантовые ямы, имеют меньшую толщину. В этом случае наблюдается перекрытие волновых функций электронов соседних квантовых ям, и активная область светодиода представляет собой сверхрешетку (см. п. 5.6.1).

Слой широкозонного твердого раствора $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x = 0,1-0,2$) является эмиттерным слоем, инжектирующим дырки, и одновременно блокирующим слоем, препятствующим инжекции электронов в слой $p\text{-GaN}$. Поверх слоя $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ выращивается $p\text{-GaN}$ для уменьшения сопротивления растекания тока и сопротивления омического контакта.

Энергетическая диаграмма светодиода в равновесии показана на рис. 10.3, б. Типичные параметры слоев светодиодной структуры синего свечения представлены в табл. 10.1.

Обычно светодиодные гетероструктуры выращиваются на подложке из сапфира, реже – на подложке из карбида кремния. Из-за значительного несоответствия решеток подложки и эпитаксиальных слоев (14 % в случае сапфира и GaN) в структуре в процессе роста возникает большое количество линейных структурных дефектов – дислокаций. Типичные значения плотности проникающих дислокаций лежат в диапазоне $10^7-10^9 \text{ см}^{-2}$.

Таблица 10.1

Типичные параметры гетероэпитаксиальной структуры для синего светодиода

№	Слой	Состав твердого раствора, x	Примесь	Концентрация, см^{-3}	Толщина, нм
1	GaN (зародышевый)	–	Не легирован		30–50
2	$n\text{-GaN}$ (буферный)	–	Не легирован		700–1500
3	$n\text{-GaN}$	–	Si	$(1-5) \cdot 10^{18}$	2000–4500
4	$n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (иногда)	0,1			0–30
5	Активная область: $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (яма) $n\text{-GaN}$ (барьер)	0,11–0,23 –	Не легирован		(1–10 квант. ям) 2,5–3 (яма) 7–18 (барьер)
6	$p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	0,1–0,2	Mg	$(0,3-1,2) \cdot 10^{18}$	10–70
7	$p\text{-GaN}$	–	Mg	$(0,5-1,2) \cdot 10^{18}$	120–500

Серьезной проблемой при выращивании светодиодных гетероструктур является легирование слоев GaN и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ акцепторными примесями. Как отмечалось в 6.3, это связано с тем, что при выращи-

вании эпитаксиальных слоев вводимые акцепторные примеси (Zn, Mg) легко образуют с имеющимися в системе атомами водорода электрически нейтральные комплексы. Для разрушения таких комплексов и активации акцепторов используется послеростовой отжиг эпитаксиальных слоев или структур в атмосфере азота [5].

Из-за наличия диэлектрической сапфировой подложки омические контакты к p - и n -областям создаются с верхней стороны гетероструктуры (см. рис. 10.3, *а*).

В случае выращивания светодиодной структуры на проводящей подложке n -SiC омический контакт к n -области создается на обратной стороне подложки.

При создании мощных источников белого света для улучшения отвода тепла от активной области производится удаление сапфировой подложки и посадка эпитаксиальной структуры поверхностью p -области на металлическое основание. В качестве примера на рис. 10.4, *а* показано размещение кристаллов мощных светодиодов фирмы SemiLEDs [6]. Сами светодиоды представлены на рис. 10.4, *б*. Наряду с уменьшением теплового сопротивления в такой конструкции снижается последовательное электрическое сопротивление диода и увеличивается коэффициент вывода света.

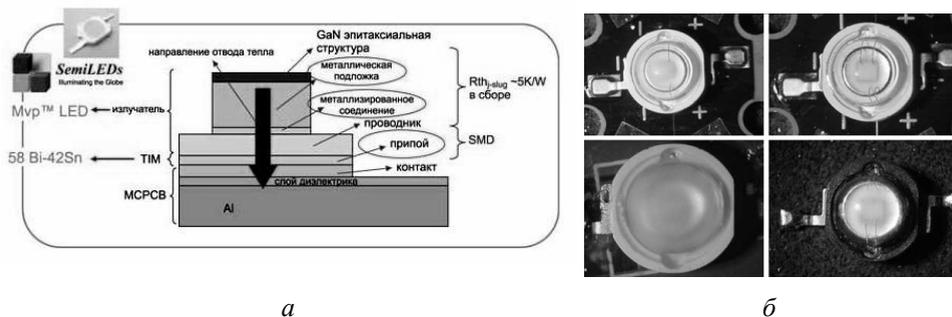


Рис. 10.4. Размещение кристаллов (*а*) и внешний вид (*б*) мощных светодиодов фирмы SemiLEDs [6]

10.3. Электрические характеристики светодиодных гетероструктур

Как отмечается в 9.1, основным механизмом введения неравновесных носителей в активную область светодиода является инжекция. Использование в светодиоде структуры с двумя гетеропереходами – анизотипным P - n -гетеропереходом и изотипным n - N -гетеропереходом –

позволяет ограничить область рекомбинации инжектированных носителей с обеих сторон. При подаче на двойную гетероструктуру прямого смещения потенциальные барьеры понижаются, вследствие чего осуществляется инжекция дырок и электронов в узкозонную активную область. В результате рекомбинации инжектированных носителей заряда в активной области светодиода испускаются фотоны.

В двойной $P-n-N$ -гетероструктуре достигается более высокая концентрация избыточных носителей заряда в активном слое и более высокий темп их рекомбинации (при заданной величине прямого тока), чем вблизи $p-n$ -гомоперехода или одиночного гетероперехода (см. п. 5.4.3).

Однако в гетероструктурах на основе GaN инжекция и рекомбинация носителей заряда характеризуются рядом особенностей.

Во-первых, активная область гетероструктур представляет собой квантовую яму или набор таких ям, в которых вследствие малой толщины происходит изменение энергетического спектра электронов и дырок (см. п. 5.6.1) и энергии излучаемых фотонов.

Во-вторых, в этих структурах возникают электрические поля, обусловленные не только легированием p - и n -областей, но и пьезоэлектрической, и спонтанной поляризациями кристаллов с гексагональной структурой (см. подраздел 6.3) [3]. Напряженности этих полей в структуре достигают значений порядка 10^6 В/см [7]. Электрическое поле поляризации внутри квантовых ям направлено противоположно контактному полю $p-n$ -перехода. Это поле стремится разделить электроны и дырки (рис. 10.5).

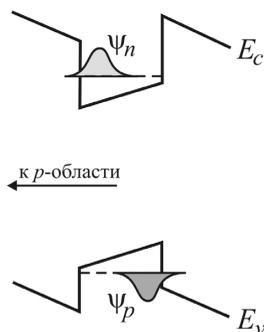


Рис. 10.5. Схема пространственного разделения волновых функций электронов и дырок в квантовой яме $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ под действием электрического поля поляризации зарядов

В-третьих, в структурах с множественными квантовыми ямами на характер инжекции влияет строение потенциальных барьеров между ямами. Дело в том, что в барьерах GaN и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ поле поляризации направлено так же, как поле p - n -перехода. В результате на движение электронов и дырок через активную область начинают влиять возникшие треугольные барьеры дна зоны проводимости и потолка валентной зоны (см. рис. 10.3 и 10.6).

В-четвертых, вследствие малой толщины квантовых ям не все электроны успевают термализоваться в яму за время пролета. Вследствие этого светодиодная структура должна содержать несколько квантовых ям, а также блокирующий слой, препятствующий баллистическому переносу носителей над квантовыми ямами.

В-пятых, из-за наличия большого количества структурных дефектов, обусловленных несоответствием решеток подложки и слоев, проявляются механизмы туннелирования сквозь потенциальные барьеры и рекомбинации с участием промежуточных уровней в запрещенной зоне GaN и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Вследствие этих особенностей механизмы протекания тока в светодиодных структурах на основе GaN достаточно разнообразны и существенно зависят от строения структуры и режимов ее получения. Пример энергетической диаграммы светодиодной гетероструктуры с активной областью, состоящей из одиночной квантовой ямы, при прямом смещении приведен на рис. 10.6, а [7, 8].

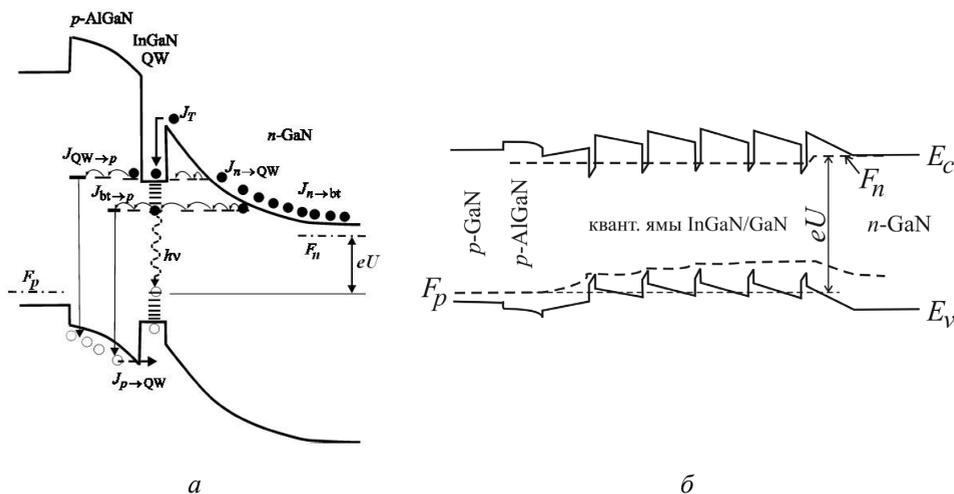


Рис. 10.6. Энергетические диаграммы светодиодных гетероструктур с одиночной квантовой ямой AlGaN/InGaN/GaN (а) и множественными квантовыми ямами (б) при прямом смещении [7–9]

На рис. 10.7, *a* показаны прямые вольт-амперные характеристики (ВАХ) голубого светодиода фирмы Nichia с одиночной квантовой ямой $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$ толщиной 3 нм при различных температурах [8].

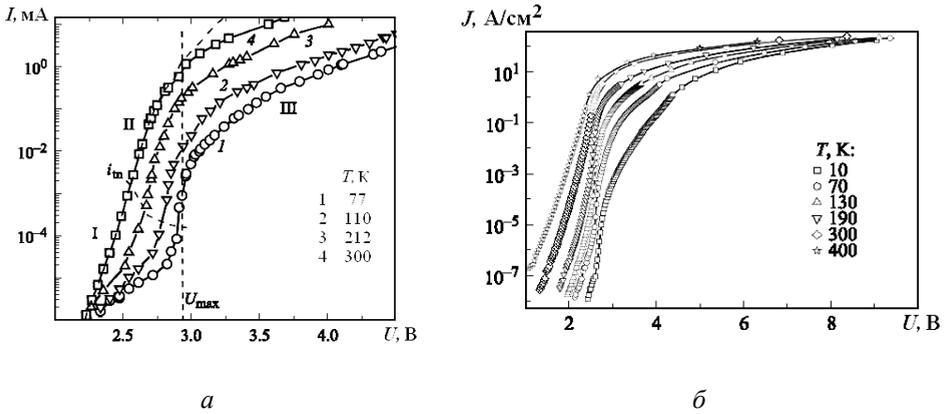


Рис. 10.7. Прямые ветви ВАХ светодиода с одиночной квантовой ямой (*a*) и светодиода с несколькими квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ (*б*) [8, 10]

Вследствие туннельной прозрачности для электронов потенциального барьера на гетерогранице $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/n\text{-GaN}$ (см. рис. 10.6, *a*) основной вклад в протекание тока через область пространственного заряда вносят процессы туннелирования электронов в квантовую яму (ток $J_{n \rightarrow \text{QW}}$ на рисунке) и в хвост плотности состояний, обусловленный флуктуациями дна зоны проводимости в плоскости квантовой ямы (ток $J_{n \rightarrow \text{bt}}$). Последующая рекомбинация электронов с дырками происходит либо с излучением фотонов, либо безызлучательно – с участием промежуточных уровней в слое $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (токи $J_{\text{QW} \rightarrow p}$ и $J_{\text{bt} \rightarrow p}$ на рис. 10.6, *a*). Такие уровни возникают в запрещенной зоне вследствие высокой концентрации структурных дефектов (дислокаций, примесных комплексов и т.д.).

На рис. 10.7, *б* приведены ВАХ светодиода фирмы SemiLeds, содержащего в активной области несколько квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, разделенных барьерами GaN [10]. При малых смещениях зависимость прямого тока от напряжения описывается выражением

$$I(U) = I_{01} \exp(\alpha U), \quad (10.1)$$

где коэффициент α слабо зависит от температуры. Протекание тока через активную область в этом случае связано с процессами туннелирования через уровни структурных дефектов.

В области средних напряжений наклон ВАХ в полулогарифмических координатах начинает зависеть от температуры в соответствии с формулой

$$I(U) = I_{02} \exp\left(\frac{eU}{nkT}\right), \quad (10.2)$$

в которой показатель $n \approx 1,5-2$ в интервале температур $T = 160-360$ К [10]. Значение n , близкое 2, характерно для механизмов протекания тока, при которых приложенное напряжение одновременно управляет поступлением электронов и дырок в область рекомбинации (например, при рекомбинации в ОПЗ $p-n$ -перехода или в i -области $p-i-n$ -структуры). Вероятно, при этих смещениях преобладает инжекция электронов и дырок в активную область (и квантовые ямы) светодиодной гетероструктуры.

При больших смещениях зависимость тока I от напряжения U начинает отклоняться от экспоненциальной вследствие увеличения падения напряжения на последовательном сопротивлении диода R :

$$I(U) = I_{02} \cdot \exp\left\{\frac{e[U - I(U) \cdot R]}{nkT}\right\}, \quad (10.3)$$

при этом величина R может несколько уменьшаться с увеличением тока I [10].

10.4. Спектры излучения светодиодов на основе GaN

На вид спектров излучения светодиодов оказывают влияние флуктуации состава твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ в квантовых ямах вдоль плоскости гетерограницы. На неоднородность состава квантовых ям указывают многие авторы. В ряде работ предполагается, что слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ включает большое количество квантовых точек [11, 12].

На рис. 10.8 представлены спектры электролюминесценции светодиода голубого свечения на основе гетероструктуры $p\text{-Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}/\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/n\text{-GaN}$ с одиночной квантовой ямой ($d_z = 2-3$ нм) [13].

Положение максимума спектра не зависит от величины тока в диапазоне от 0,3 до 20 мА. Предполагается, что излучательные переходы происходят между эффективными краями двумерных зон проводимости и валентной, которые образуют хвосты плотности состояний, обусловленные флуктуациями состава и уровня легирования твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

На рис. 10.9 приведены спектры излучения синего светодиода компании «Светлана – Оптоэлектроника» с активным слоем из 5 квантовых ям $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ толщиной ≈ 3 нм, разделенных барьерными слоями GaN толщиной ≈ 10 нм [14]. Излучение возникает в результате рекомбинации в квантовых ямах через хвосты плотности состояний, обусловленные флуктуациями состава твердого раствора. Сдвиг максимума спектра светодиода связывается с заполнением хвостов плотности состояний в квантовых ямах.

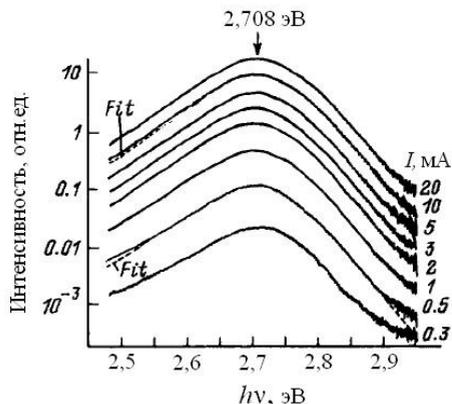


Рис. 10.8. Спектры электролюминесценции голубого светодиода на основе гетероструктуры $p\text{-Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{N}/\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}/n\text{-GaN}$ с одиночной квантовой ямой [13]

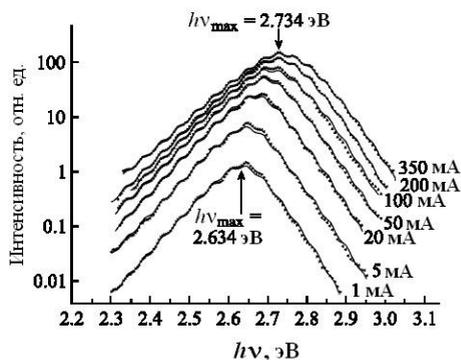


Рис. 10.9. Экспериментальные и расчетные спектры электролюминесценции синего светодиода с 5 квантовыми ямами $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ при изменении тока от 1 до 350 мА [14]

В работе [14] рассматривается модель для описания спектров электролюминесценции светодиодов на основе гетероструктур $\text{AlGaN}/\text{InGaN}/\text{GaN}$ с квантовыми ямами. Предполагается, что носители тока обоих знаков инжектируются в активный слой – в квантовые ямы – и оптические переходы происходят между краями двумерных зон – проводимости и валентной, которые имеют хвосты плотности состояний, обусловленные различными флуктуациями потенциала (рис. 10.10).

Модель включает двумерную комбинированную плотность состояний в активной области и учитывает флуктуации потенциала, а также статистику заполнения ям носителями. Для аппроксимации экспериментальных спектров авторы работы используют следующую формулу [14]:

$$I_v(h\nu) = A_0 \frac{N_0^{2D}}{1 + \exp\left(-\frac{h\nu - E_g^*}{E_0}\right)} \cdot \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{(h\nu - E_g^*) - \Delta F}{mkT}\right]} \cdot f_{if}, \quad (10.4)$$

где A_0 – константа, N_0^{2D} – двумерная плотность электронных состояний в идеальной квантовой яме (в отсутствие модуляции краев зон), E_g^* – эффективная ширина запрещенной зоны, $\Delta F = eU - E_g^*$, f_{if} – функция интерференционной модуляции за счет отражения излучения от поверхностей структуры. Пример аппроксимации спектров синего светодиода показан на рисунке 10.9. Период модуляции спектральной плотности позволяет определить толщину кристалла со структурой.

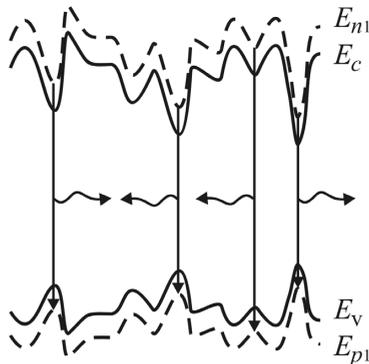


Рис. 10.10. Предполагаемая энергетическая диаграмма твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ вдоль гетерограницы

Параметр E_0 в выражении (10.4) характеризует «хвост» плотности состояний, обусловленный флуктуациями состава твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ внутри квантовых ям. Типичные значения его составляют 40–60 мэВ. Второй множитель выражения описывает спад спектральной плотности с увеличением энергии фотонов $h\nu$, связанный с уменьшением вероятности заполнения электронных состояний. Коэффициент m в показателе экспоненты, в соответствии с работой [14], характеризует перегрев активной области светодиода относительно температуры окружающей среды T при пропускании тока. Типичные значения m лежат в интервале 1,3–1,6.

В формулу (10.4) входит эффективная ширина запрещенной зоны E_g^* квантовых ям активной области гетероструктуры, которая зависит не только от состава твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, но и от положения

первых уровней размерного квантования для электронов и дырок в ямах ΔE_{c1} и ΔE_{v1} , от изменений энергий вследствие деформации слоев ΔE_p , от пьезоэлектрических полей ΔE_{pe} , от случайных полей заряженных примесей ΔE_{DA} и от кулоновского взаимодействия электронов и дырок ΔE_{exc} [15]:

$$E_g^* = E_g(\text{InGaN}) + \Delta E_{c1} + \Delta E_{v1} + \Delta E_p + \Delta E_{pe} + \Delta E_{DA} - \Delta E_{exc}. \quad (10.5)$$

Зависимости E_g^* от ширины квантовой ямы d_z , рассчитанные с учетом трех первых слагаемых выражения (10.5) для составов твердого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с $x = 0,25; 0,30$ и $0,35$, приведены на рис. 10.11 [15]. Например, для $x = 0,30$ и ширины ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ $d_z = 3$ нм уровни размерного квантования электронов находятся на удалении $\Delta E_{c1} = 0,17$ эВ от дна зоны проводимости. Уровни размерного квантования для дырок, вследствие сравнительно больших эффективных масс, ниже потолка валентной зоны E_v на величину $\Delta E_{v1} = 0,08$ эВ. С увеличением ширины ямы глубина уровней уменьшается.

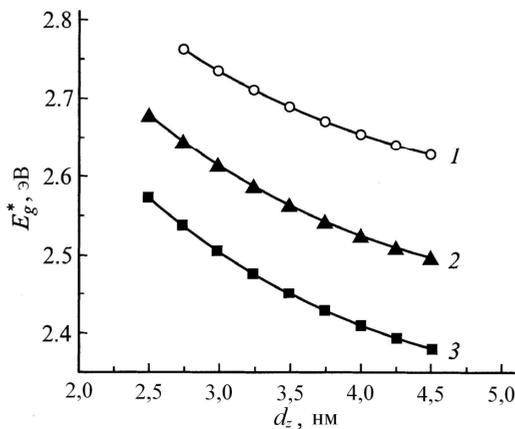


Рис. 10.11. Зависимости эффективной ширины запрещенной зоны от толщины квантовой ямы $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, рассчитанные с учетом трех первых членов выражения (10.5) для составов с x : 0,25 (1); 0,3 (2); 0,35 (3) [15]

10.5. Квантовый выход светодиодов на основе GaN

Особенностью квантово-размерных слоев $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ является высокий внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации η_i , несмотря на высокую концентрацию проникающих дислокаций в слоях (до 10^7 – 10^9 см $^{-2}$), которые возникают из-за несоответствия решеток

этих слоев и подложек из сапфира или SiC. Высокие значения η_i объясняются тем, что инжектированным в квантовые ямы носителям заряда затруднен доступ к центрам безызлучательной рекомбинации из-за флуктуации потенциальной энергии в плоскости квантовой ямы (см. рис. 10.10). Инжектированные носители быстро термализуются в хвостах плотности состояний и рекомбинируют с испусканием фотонов [7].

Внешний квантовый выход светодиодов η_e зависит от оптической конструкции – геометрии кристалла и контактов, показателя преломления и формы фокусирующего купола. Для светодиодов на основе GaN достигнуты значения η_e до 60% вблизи $\lambda = 460$ нм.

Одной из проблем при создании мощных светодиодов синего и белого свечения является спад внутреннего и внешнего квантовых выходов с ростом плотности тока выше $0,5\text{--}10$ А/см². На рис. 10.12 показаны примеры зависимости внешнего квантового выхода η_e синих светодиодов от плотности тока инжекции [16].

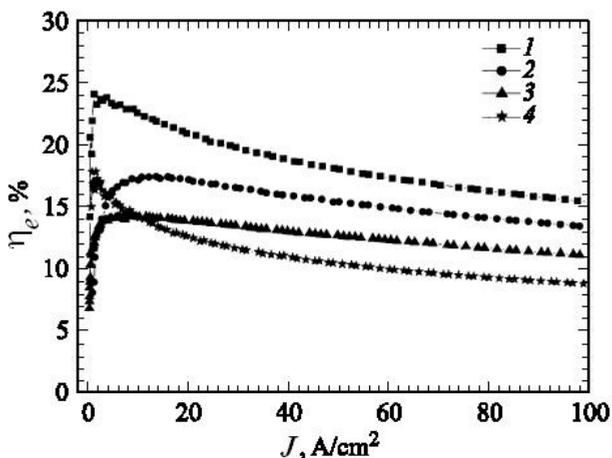


Рис. 10.12. Зависимости внешнего квантового выхода от плотности инжекционного тока для синих светодиодов с различным уровнем легирования n -области, N_d , см⁻³: $2 \cdot 10^{18}$ (1); $4 \cdot 10^{18}$ (2); $6 \cdot 10^{18}$ (3); 10^{19} (4) [16]

Одной из причин снижения внешнего квантового выхода при больших токах является уменьшение эффективности инжекции электронов в квантовые ямы. Это уменьшение происходит за счет баллистического пролета электронов над ямами и их рекомбинации в эмиттерном p -слое структуры [17, 18]. Такой пролет облегчается действием следующих факторов. Из-за влияния внутренних электрических полей,

создаваемых поляризационными зарядами на границах квантовых ям и барьеров, при больших токах прямое напряжение на гетероструктуре может превышать контактную разность потенциалов. Таким образом, дно зоны проводимости эмиттерного слоя n -GaN оказывается выше дна зоны проводимости слоя p -Al_xGa_{1-x}N [18]. Это облегчает перенос электронов к p -области (рис. 10.13). В то же время вследствие низкой подвижности дырок и пониженной их концентрации в слое p -Al_xGa_{1-x}N (по сравнению со слоем p -GaN) инжекция дырок в активную область затруднена: концентрация дырок максимальна в квантовой яме, ближайшей к p -области, и резко убывает в последующих ямах. В результате рекомбинация электронов и дырок происходит в основном в первой (ближайшей к p -области) квантовой яме, а значительная часть электронов «пролетает» в эмиттерную p -область.

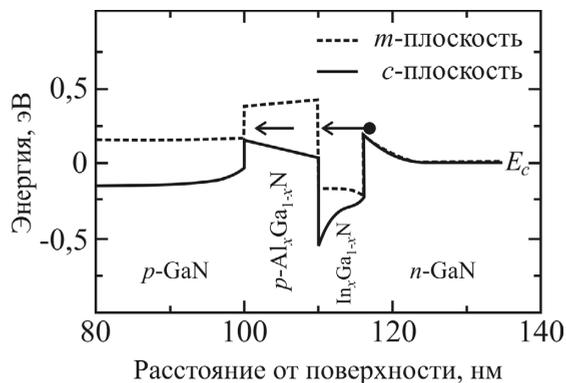


Рис. 10.13. Профили дна зоны проводимости вблизи активной области: в отсутствие (m -плоскость роста) и при наличии (c -плоскость роста) поляризационных полей [18]

В расчетной работе [9] проанализировано влияние состава барьерных слоев на квантовый выход светодиодов. На рисунках 10.14 показаны профили концентраций инжектированных электронов и дырок (a , b), а также изменение скорости излучательной рекомбинации ($в$, $г$) по толщине активных областей структур с различными барьерными слоями.

Как следует из рисунков, в типичной светодиодной гетероструктуре с барьерами из GaN рекомбинация носителей происходит в основном в квантовой яме, ближайшей к p -области, в которой максимальны концентрации дырок и электронов (см. рис. 10.14, a , $в$). Это обусловлено малой подвижностью дырок и тем, что слой p -Al_xGa_{1-x}N, блокирующий электроны, создает также потенциальный барьер для дырок.

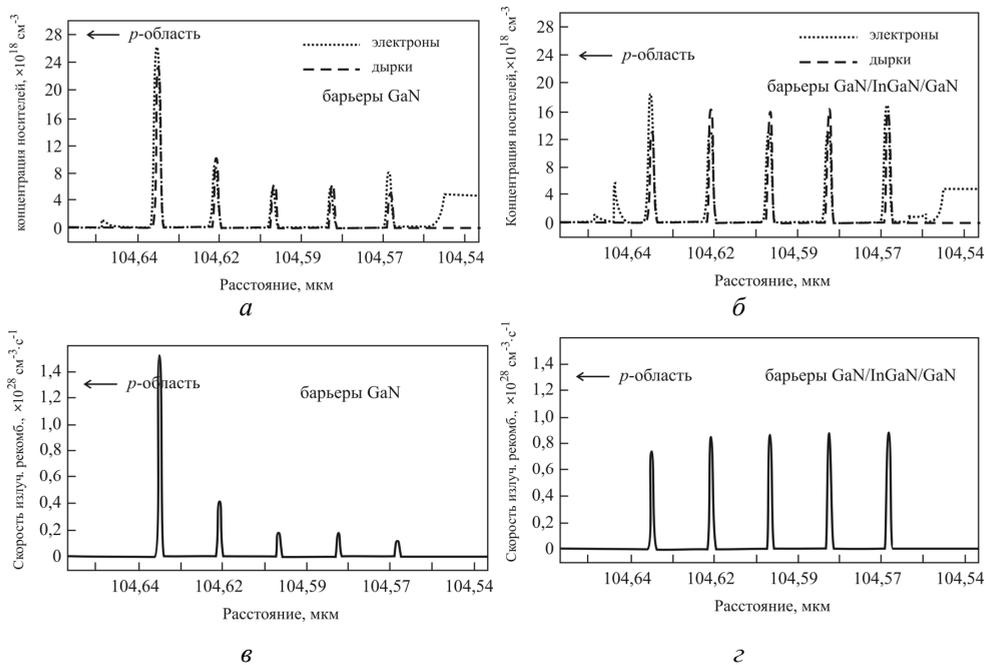


Рис. 10.14. Профили концентраций электронов и дырок (*а, б*) и скорости излучательной рекомбинации (*в, г*) в активных областях структур с барьерными слоями GaN (*а, в*) и GaN/InGaN/GaN (*б, г*) [9] (величина тока через светодиод – 300 мА. *P*-область на рисунках расположена слева)

Авторами [9] показано, что использование трехслойных барьеров GaN/In_xGa_{1-x}N/GaN между квантовыми ямами ослабляет влияние поляризационных полей, приводит к более равномерным распределениям концентраций носителей и скорости рекомбинации по толщине активной области (рис. 10.14, *б, г*). При этом увеличивается внутренний квантовый выход в области больших токов (рис. 10.15).

Следующая причина уменьшения внутреннего и внешнего квантовых выходов при больших плотностях тока заключается в возрастании вклада безызлучательной оже-рекомбинации по мере увеличения концентраций носителей, захваченных в квантовые ямы [19, 20].

В литературе описываются и другие причины усиления безызлучательной рекомбинации при больших концентрациях носителей заряда в квантовых ямах. Так, по мере повышения квазиуровня Ферми для электронов и заполнения глубоких уровней в хвостах плотности состояний ослабляется их локализация вдоль плоскости квантовой ямы и они начинают интенсивнее захватываться центрами безызлучательной рекомбинации в активной области [21]. Наряду с этим усиливается

утечка электронов из квантовых ям за счет туннелирования в барьерные слои GaN и блокирующий слой $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ на глубокие уровни дефектов, образующие в этих слоях хвосты плотности состояний у дна зоны проводимости [8].

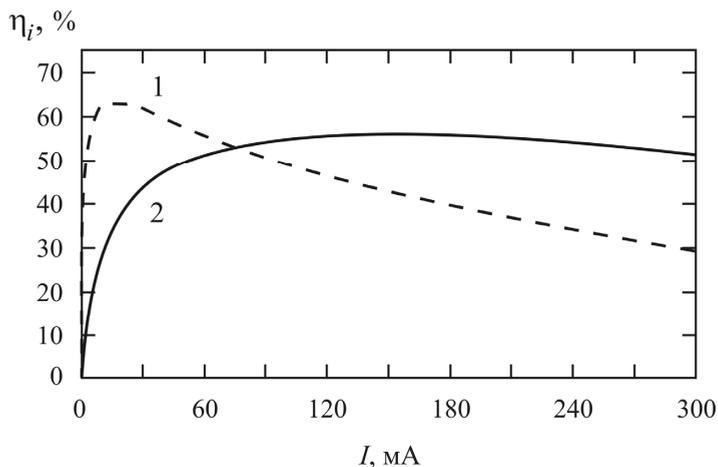


Рис. 10.15. Зависимости внутреннего квантового выхода от тока для структур с барьерными слоями GaN (1) и GaN/InGaN/GaN (2) [9]

Вследствие этих причин квантовый выход и мощность излучения существенно зависят от конструкции светодиодной структуры, в частности, от состава барьерных слоев между квантовыми ямами и состава блокирующего электроны слоя $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

10.6. Роль люминофора

Преобразование голубого свечения кристалла светодиода в белое свечение осуществляется с помощью люминофора. Люминофоры – это вещества, способные преобразовывать поглощаемую ими энергию в световое излучение (люминесцировать). В светодиодах белого свечения используются фотолюминофоры, возбуждение которых осуществляется светом из синей области спектра либо ультрафиолетовым излучением из области, прилегающей к видимому диапазону.

Люминофор представляет собой неорганический материал, легированный оптически активными элементами. С гетероструктурами на основе GaN обычно используются люминофоры на основе алюмоиттриевого граната с добавкой редкоземельного элемента, например,

$Y_3Al_5O_{12}:Ce$. Такой люминофор испускает желто-зеленое свечение, которое смешиваясь с голубым излучением кристалла, дает белый свет.

Эффективность возбуждения люминофора зависит от степени согласования спектра его поглощения со спектром излучения кристалла светодиода. Часть атомов иттрия в люминофоре может быть заменена атомами гадолиния, а часть атомов алюминия – атомами галлия: $(Y_{1-x}Gd_x)_3(Al_{1-y}Ga_y)_5O_{12}:Ce$. При этом добавка гадолиния сдвигает спектр излучения люминофора в длинноволновую сторону, а добавка галлия смещает спектр его поглощения – в сторону коротких волн [3, 22]. Практически люминофорная композиция может представлять собой смесь порошка собственно люминофора и связующего компонента, например, силикона или эпоксидной смолы. При этом связующий компонент должен обладать высокой прозрачностью для излучений кристалла и люминофора. Точный состав люминофора, как правило, производителями светодиодов не разглашается.

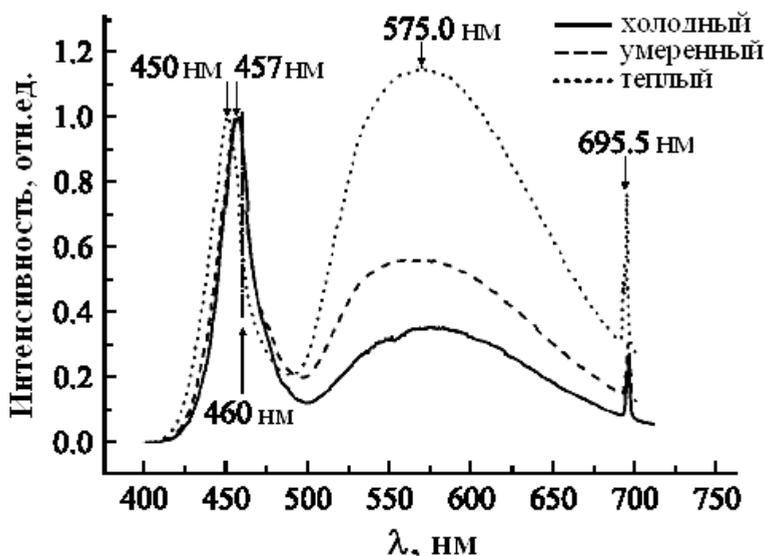


Рис. 10.16. Спектры электролюминесценции светодиода белого свечения с разным содержанием люминофора. При последовательном увеличении содержания люминофора характер свечения меняется от «холодного» к «теплому». Стрелка при 460 нм указывает на максимум в спектре поглощения люминофора [22]

Цветовые характеристики спектров излучения светодиодных кристаллов фирмы Cree с нанесенными люминофорами исследовались

в работе [22]. Использовались люминофоры на основе алюмоиттриевого граната. Состав люминофора варьировался за счет замещения части атомов иттрия атомами гадолиния или празеодима, а также части атомов алюминия атомами галлия. Добавки Gd позволяли смещать максимум спектра люминесценции от 530 до 590 нм, а добавки Ga – смещать максимум поглощения люминофора от 475 до 445 нм для согласования с максимумом спектра излучения кристалла светодиода. В работе были получены светодиоды белого свечения с коррелированной цветовой температурой от 11600 К – при пониженном содержании люминофора в люминофорной композиции до 4500 К – при повышенном содержании люминофора.

На рис. 10.16 приведены спектры излучения трех светодиодов с различными содержаниями люминофора. Положение максимума спектра излучения светодиодов при токе $I = 350$ мА находилось в пределах 450–457 нм. Положение максимума желто-зеленой полосы люминофора изменялось от 566 до 575 нм в зависимости от состава люминофора. При увеличении содержания люминофора характер излучения светодиода изменялся от холодного к теплomu.

Максимальные значения светового потока, полученные при токе через диод 350 мА, составили 46–50 люмен, максимальные значения световой отдачи – 37–40 лм/Вт [22].

Контрольные вопросы

1. Какими способами можно получить белое свечение с использованием светодиодов?
2. Изобразите строение кристалла голубого светодиода.
3. Поясните назначение каждого слоя светодиодной гетероструктуры.
4. Почему активная область светодиода на основе GaN состоит из квантовых ям?
5. Какие технологические проблемы возникают при изготовлении светодиодной гетероструктуры?
6. Изобразите энергетическую диаграмму светодиодной гетероструктуры с несколькими квантовыми ямами при прямом смещении.
7. Какие особенности отличают инжекцию и рекомбинацию носителей заряда в светодиодных гетероструктурах на основе GaN от аналогичных процессов в двойных гетероструктурах из других полупроводников?

8. Какими явлениями объясняется форма длинноволнового и коротковолнового краев спектра излучения голубого светодиода?

9. От чего зависит эффективная ширина запрещенной зоны E_g^* в квантовой яме?

10. Какие причины могут вызывать падение внешнего квантового выхода голубого светодиода при больших токах?

11. Какова роль люминофора в светодиоде белого свечения?

12. Изобразите спектр излучения светодиода белого свечения с люминофором.

13. Что такое цветовая температура источника света?

11. Инжекционные лазеры

Инжекционный лазер – это полупроводниковый оптоэлектронный прибор, генерирующий оптическое излучение, когерентное во времени и в пространстве, в котором возбуждение осуществляется за счет инъекции электронов и дырок в активную область.

Инжекционные лазеры характеризуются следующими преимуществами.

1. Компактность, обусловленная высокими значениями коэффициентов усиления в полупроводниках (до 10^4 см^{-1}).

2. Большой КПД (50–80%), обеспечиваемый непосредственным эффективным преобразованием электрической энергии в энергию лазерного излучения.

3. Широкий спектральный диапазон генерируемых излучений: $\lambda_m = 0,3\text{--}46 \text{ мкм}$.

4. Возможность плавной перестройки длины волны, обусловленная зависимостью ширины запрещенной зоны от состава полупроводника, температуры, давления, напряженности электрического поля, магнитной индукции.

5. Возможность высокочастотной прямой модуляции (до 10 ГГц) путем изменения инжекционного тока накачки.

6. Простота конструкции и возможность согласования с интегральными микросхемами, устройствами интегральной оптики и волоконно-оптическими линиями связи.

11.1. Принцип действия инжекционного лазера

Для возникновения лазерной генерации в общем случае необходимо наличие лазерного вещества, помещенного в оптический резонатор. Под действием системы накачки происходит возбуждение лазерного вещества – возникает активная среда с инверсной населенностью энергетических уровней. В результате процесса вынужденного излучения происходит усиление оптического излучения. Благодаря наличию положительной обратной связи, возникает незатухающая генерация излучения с частотой, определяемой параметрами резонатора.

Рассмотрим принцип действия инжекционного лазера на примере простейшей конструкции лазера с p – n -гомопереходом в арсениде галлия, которая представлена на рис. 11.1 [1].

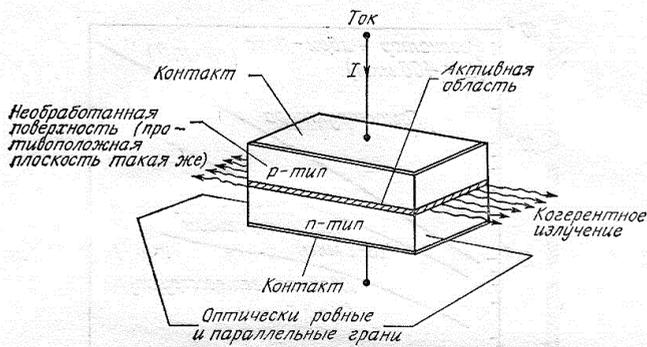


Рис. 11.1. Структура лазера с p - n -переходом и резонатором Фабри-Перо [1]

P - и n -области лазерного диода достаточно сильно легированы для обеспечения высоких концентраций носителей в области рекомбинации (см. ниже условие усиления света в активной области). Две плоскопараллельные грани диода, полученные скалыванием кристалла GaAs вдоль плоскостей спайности $\{110\}$, образуют грани резонатора Фабри-Перо. Две другие боковые поверхности диода закругляются для исключения генерации света в поперечном направлении.

При пропускании через p - n -переход диода прямого тока происходит интенсивная рекомбинация электронов и дырок. Из-за более высокой подвижности электронов их инжекция обычно преобладает, и область рекомбинации примыкает к ОПЗ со стороны p -области. Поскольку GaAs является прямозонным полупроводником и характеризуется высоким внутренним квантовым выходом, рекомбинация сопровождается излучением фотонов (рис. 11.2).

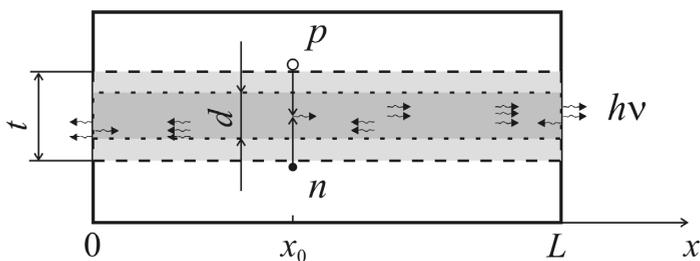


Рис. 11.2. Схема возникновения лазерного излучения

Спектр спонтанного излучения инжекционного лазера из GaAs при малом токе инжекции показан на рис. 11.3, a [2]. Спонтанно излученные фотоны могут поглотиться в объеме полупроводника, а могут

индуцировать вынужденные рекомбинационные переходы с излучением фотонов. При этом фотон, излученный при вынужденной рекомбинации, будет иметь ту же частоту, направление распространения и фазу, что и фотон, индуцировавший рекомбинацию. С увеличением прямого тока через лазерный диод будут расти концентрация избыточных носителей в области рекомбинации, скорость рекомбинации, плотность фотонов, излучаемых при спонтанных и вынужденных переходах. Скорость межзонного поглощения фотонов будет, наоборот, падать за счет возрастания концентрации свободных дырок в активной области (т.е. уменьшения концентрации электронов на уровнях вблизи потолка валентной зоны). Интенсивность излучения будет нарастать.

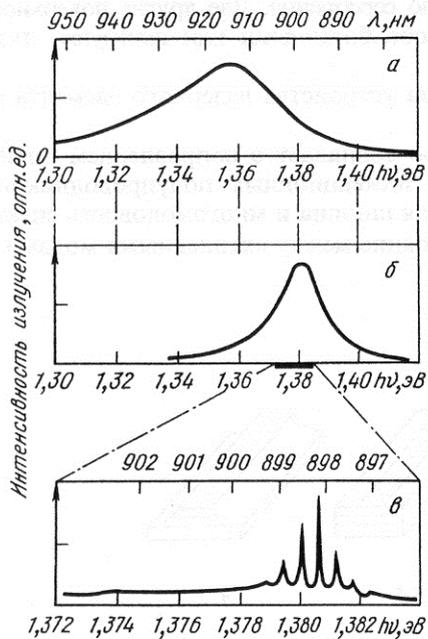


Рис. 11.3. Спектры излучения лазера на GaAs (77 K) при различных токах инжекции: *a* – очень малый ток инжекции; *б* – ток немного ниже порогового; *в* – ток слегка превышает пороговый [2]

При этом за счет вынужденных переходов будут сильнее размножаться те фотоны, плотность которых в кристалле выше. Происходит сужение спектра излучения – возникает режим суперлюминесценции (рис. 11.3, *б*). Кроме того, начинает преобладать излучение, выходящее из диода в направлении, перпендикулярном граням резонатора, так как часть фотонов, отражающаяся от граней обратно в объем диода, будет вызывать дополнительные вынужденные излучательные переходы (рис. 11.2). При некоторой величине инжекционного тока усиление излучения за счет вынужденных рекомбинационных перехо-

дов превысит потери излучения за счет поглощения свободными носителями, рассеяния и выхода излучения из диода через грани резонатора. На рис. 11.2 толщина активной области, т.е. области, в которой достигается усиление оптического излучения, обозначена буквой d . Возникает самоподдерживающийся режим лазерной генерации на нескольких резонансных частотах (рис. 11.3, в). Ток $I_{\text{пор}}$, при котором диод переходит в режим лазерной генерации, называется пороговым током.

При превышении порога мощность излучения диода резко увеличивается (рис. 11.4) [3] и выражение для нее принимает вид

$$P_{\text{изл}} \cong \frac{h\nu}{e} \eta_d (I - I_{\text{пор}}), \quad (11.1)$$

где $I_{\text{пор}}$ – пороговый ток. Коэффициент η_d называется дифференциальным внешним квантовым выходом.

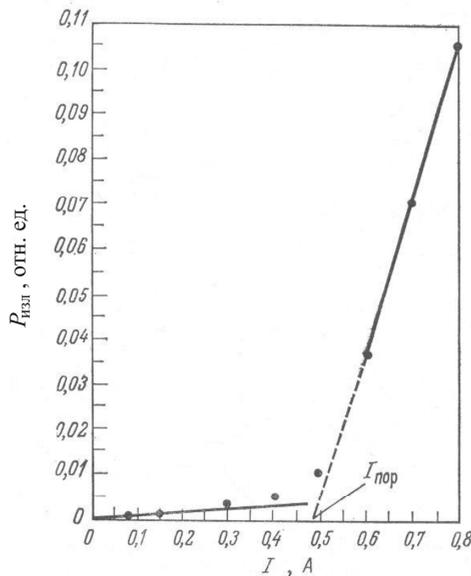


Рис. 11.4. Зависимость мощности излучения от тока накачки лазера на двойной гетероструктуре $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ при комнатной температуре [3]

В режиме лазерной генерации в резонаторе Фабри–Перо возникают стоячие волны. Поэтому на резонансных частотах между гранями резонатора лазерного диода должно укладываться целое число полувольт:

$$m \cdot \frac{\lambda}{2n_a} = m \cdot \frac{c}{2\nu n_a} = L, \quad (11.2)$$

где n_a – показатель преломления активной области; L – длина резонатора; m – целое число. Используя условие (11.2) и пренебрегая зависимостью показателя преломления от длины волны, можно рассчитать частотный интервал $\Delta\nu$ между ближайшими пиками генерации (см. рис. 11.3, в):

$$\Delta\nu \cong \frac{c}{2n_a L}. \quad (11.3)$$

Видно, что чем меньше длина резонатора диода, тем больше расстояние между пиками.

11.2. Условие возникновения лазерного излучения

Найдем условие, при выполнении которого усиление излучения за счет вынужденных рекомбинационных переходов в активной области лазера превысит потери за счет межзонных оптических переходов с поглощением фотонов.

Скорость межзонного поглощения фотонов пропорциональна вероятности перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости W_{vc} , плотности занятых электронами состояний в валентной зоне $Z_v(E - h\nu) \cdot f_{nv}(E - h\nu)$ и плотности свободных состояний в зоне проводимости $Z_c(E) \cdot [1 - f_{nc}(E)]$:

$$\left(\frac{dN_\phi}{dt} \right)_{\text{погл}} = K [W_{vc} Z_v(E - h\nu) f_{nv}(E - h\nu) Z_c(E) [1 - f_{nc}(E)] dE, \quad (11.4)$$

где K – постоянный множитель,

$$f_{nc}(E) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - F_n}{kT} \right) \right]^{-1}, \quad (11.5)$$

$$f_{nv}(E - h\nu) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - h\nu - F_p}{kT} \right) \right]^{-1} - \quad (11.6)$$

– функции Ферми-Дирака, а F_n и F_p – квазиуровни Ферми для зон проводимости и валентной. Интегрирование ведется по всем значениям энергии электрона E в зоне проводимости, которым могут соответствовать значения энергии $E - h\nu$ в валентной зоне.

Скорость испускания фотонов, наоборот, должна быть пропорциональна плотности занятых электронами состояний в зоне проводимости и плотности свободных состояний в валентной зоне:

$$\left(\frac{dN_\phi}{dt}\right)_{\text{изл}} = K \int W_{cv} Z_c(E) f_{nc}(E) Z_v(E - hv) [1 - f_{nv}(E - hv)] dE. \quad (11.7)$$

Здесь W_{cv} – вероятность перехода электрона из зоны проводимости в валентную зону.

Исходя из принципа детального равновесия, можно считать, что $W_{cv} = W_{vc}$. Тогда легко показать, что из условия преобладания излучательных переходов над переходами с поглощением фотонов

$$\left(\frac{dN_\phi}{dt}\right)_{\text{изл}} > \left(\frac{dN_\phi}{dt}\right)_{\text{погл}}$$

и выражений (11.4) и (11.7) вытекает соотношение

$f_{nc}(E) > f_{nv}(E - hv)$. Отсюда с учетом формул (11.5) и (11.6) получаем условие

$$F_n - F_p > hv, \quad (11.8)$$

которое необходимо выполнить для достижения усиления и лазерной генерации.

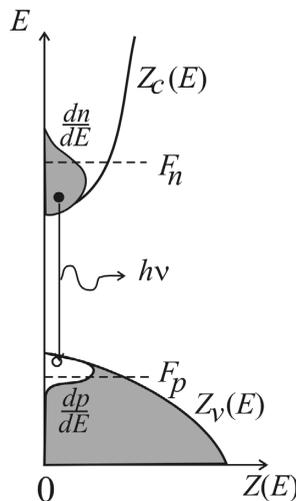


Рис. 11.5. Инверсные распределения электронов и дырок по уровням в разрешенных зонах

Так как при межзонной рекомбинации энергии испускаемых фотонов превышают ширину запрещенной зоны $hv > E_g$ (см. формулу (3.25)), то должно выполняться условие

$$F_n - F_p > E_g. \quad (11.9)$$

Таким образом, в результате инжекции квазиуровень Ферми (хотя бы для одного типа носителей) в активной области лазерного диода должен попасть в разрешенную зону (рис. 11.5).

Напомним, что при инжекции через p - n -гомопереход концентрация инжектированных электронов на границе ОПЗ с p -областью не может превышать концентрацию электронов в n -области (см. подраздел 4.4):

$$n(-d_p) = n_n \exp\left[-\frac{e(U_k - U)}{kT}\right] \leq n_n. \quad (11.10)$$

В случае же инжекции через p - N -гетеропереход (см. выражение (5.21))

$$n(-d_p) = n_N \frac{N_{c1}}{N_{c2}} \exp\left[-\frac{e(U_k - U) - \Delta E_c}{kT}\right], \quad (11.11)$$

т.е. при прямом смещении $U > U_k - \Delta E_c/e$ концентрация инжектированных электронов превысит их концентрацию n_N в эмиттерной N -области: $n(-d_p) > n_N$ (явление суперинжекции).

11.3. Пороговый ток инжекционного лазера

Получим выражение для пороговой плотности тока $J_{\text{пор}}$ инжекционного лазера. Обозначим через g линейный коэффициент усиления – относительное приращение потока фотонов на единице длины за счет индуцирования вынужденных переходов. Тогда с учетом поглощения плотность потока фотонов в активной области, распространяющегося вдоль оси x (см. рис. 11.2), будет равна

$$\Phi(x) = \Phi(0) \exp[(g - \alpha)x], \quad (11.12)$$

где α – линейный коэффициент поглощения в активной области.

Пусть в некоторой точке x_0 активной области плотность потока фотонов равна $\Phi(x_0)$. После отражения от обеих граней резонатора и возвращения в точку x_0 плотность потока станет равной

$$\Phi^*(x_0) = \Phi(x_0) R^2 \exp[(g - \alpha) \cdot 2L], \quad (11.13)$$

где L – расстояние между гранями резонатора, R – коэффициент отражения от грани.

При достижении порога усиление излучения компенсирует суммарные потери, тогда $\Phi^*(x_0) = \Phi(x_0)$ и

$$1 = R^2 \exp[(g - \alpha) \cdot 2L] \quad (11.14)$$

или

$$gL = \alpha L + \ln\left(\frac{1}{R}\right). \quad (11.15)$$

Расчеты дают для линейного коэффициента усиления следующее выражение [2, 4]:

$$g = \frac{c^2 \eta_i (J - J_0)}{8\pi e n_a^2 v^2 \Delta v d} = \beta (J - J_0). \quad (11.16)$$

В этом выражении J – плотность тока накачки; η_i – внутренний квантовый выход материала активной области; Δv – полуширина линии излучения; β – удельное усиление; J_0 – плотность тока, при которой достигается инверсия заселенности уровней в активной области.

В реальной лазерной структуре толщина активной области d , где имеет место усиление излучения (см. рис. 11.2), превышает толщину области t , занимаемой оптическим излучением (и в которой могут иметь место потери излучения). Поэтому вводится коэффициент оптического ограничения

$$\Gamma = \frac{\text{Поток излучения в активном слое}}{\text{Полный поток излучения в структуре}}. \quad (11.17)$$

С учетом (11.16) и (11.17) равенство (11.15) можно переписать так:

$$\Gamma gL = \Gamma \beta (J_{\text{пор}} - J_0)L = \alpha L + \ln\left(\frac{1}{R}\right). \quad (11.18)$$

Откуда для пороговой плотности тока получаем

$$J_{\text{пор}} = J_0 + \frac{\alpha}{\beta \Gamma} + \frac{1}{\beta \Gamma L} \ln\left(\frac{1}{R}\right). \quad (11.19)$$

Из выражений (11.19) и (11.16) вытекает, что для снижения пороговой плотности тока необходимо увеличивать коэффициент оптического ограничения Γ , длину резонатора L , коэффициент отражения от грани резонатора R , а также уменьшать толщину активной области d (увеличивая удельное усиление β) и снижать внутренние потери α .

11.4. Конструкции инжекционных лазеров

Инжекционные лазеры с p - n -гомопереходом на основе GaAs, структура которых показана на рис. 11.1, обладали высокой плотно-

стью порогового тока $J_{\text{пор}}(300 \text{ K}) \geq 5 \cdot 10^4 \text{ A/cm}^2$ и при комнатной температуре могли работать только в импульсном режиме. Большая величина $J_{\text{пор}}$ была обусловлена следующими причинами (см. выражения (11.19) и (11.16)):

- отсутствием ограничения толщины области рекомбинации носителей (и, соответственно толщины активной области d), которая имела порядок диффузионной длины (рис. 11.6, *a*);
- отсутствием ограничения толщины области, занятой излучением (малый коэффициент оптического ограничения Γ);
- большими потерями из-за поглощения на свободных носителях и дефектах решетки вследствие сильного легирования p - и n -областей (см. условие (11.9)).

При использовании в лазерах односторонней гетероструктуры типа $P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/p\text{-GaAs}/n\text{-GaAs}$ область распространения излучения ограничивалась с одной стороны за счет скачка показателя преломления на гетерогранице $p\text{-GaAs}/P\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (см. рис. 11.6, *б*) (см. также п. 5.4.5). Плотность порогового тока снижалась до значения $J_{\text{пор}}(300 \text{ K}) = 8 \cdot 10^3 \text{ A/cm}^2$.

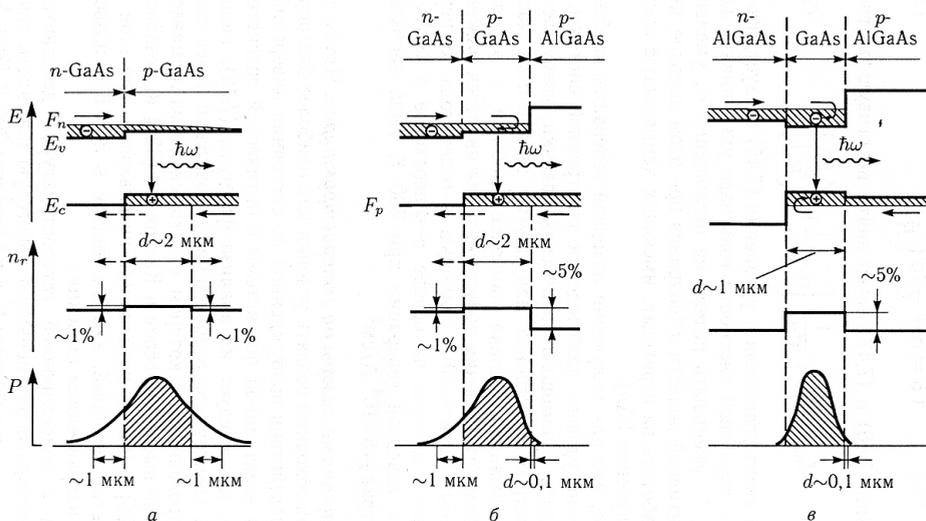


Рис. 11.6. Энергетические диаграммы, профили показателя преломления и распределения световой мощности в инжекционных лазерах с p - n -переходом (*a*), односторонней гетероструктурой (*б*) и с двойной гетероструктурой (*в*) [1, 4]

11.4.1. Инжекционные лазеры на двухсторонней гетероструктуре

Существенно лучшими характеристиками обладают инжекционные лазеры на основе двухсторонней гетероструктуры, в которой узкозонный активный слой располагается между широкозонными эмиттерными слоями (рис. 11.7).

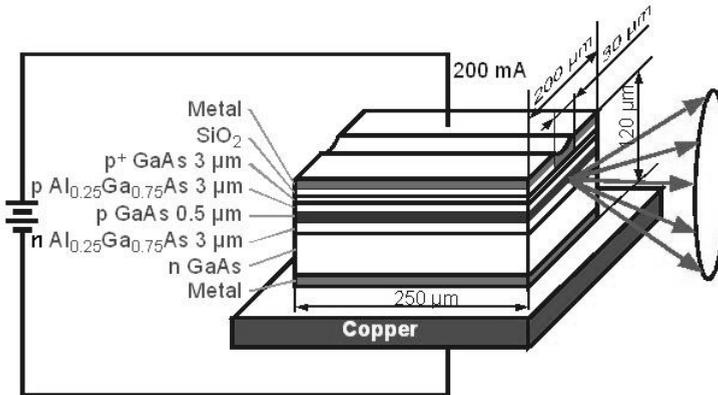


Рис. 11.7. Строение первого инжекционного ДГС-лазера с непрерывной генерацией при комнатной температуре [5]

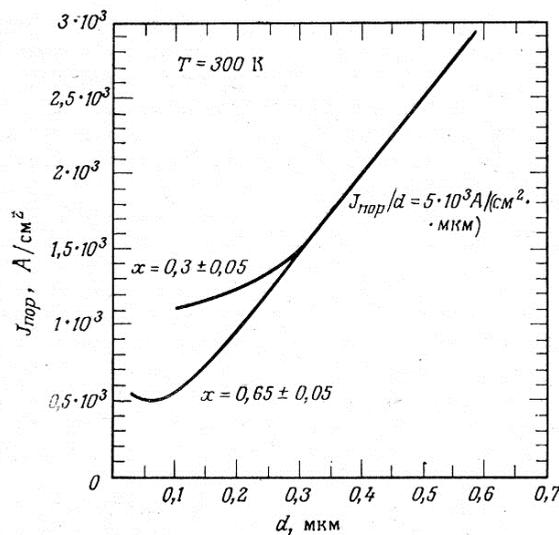


Рис. 11.8. Зависимости пороговой плотности тока от толщины активной области ДГС-лазеров на GaAs/Al_xGa_{1-x}As для двух составов эмиттерных областей. Длина резонатора $L = 500$ мкм [3]

В представленной структуре максимально реализуются основные преимущества гетеропереходов (см. подраздел 5.4). Благодаря наличию встречных потенциальных барьеров для инжектируемых электронов и дырок ограничиваются толщина области рекомбинации носителей и соответственно – толщина активной области (см. рис. 11.6, в). Вследствие скачка показателя преломления на гетерограницах GaAs/Al_{0,25}Ga_{0,75}As происходит отражение излучения, оно концентрируется в активной области. Наконец, благодаря явлению суперинжекции не требуется сильного легирования эмиттерных областей и самой активной области, что приводит к снижению поглощения на свободных носителях и дефектах структуры.

Величина пороговой плотности тока существенно снижается при уменьшении толщины активной области (рис. 11.8) [3]. Оптимальные значения d обычно составляют 0,1–0,2 мкм. В ДГС-лазерах получена пороговая плотность тока $J_{\text{пор}}(300 \text{ К}) = 500 \text{ А/см}^2$.

11.4.2. Лазеры с полосковой геометрией активной области

Лазер с полосковой геометрией – это лазер, ширина активной области которого в поперечном направлении составляет 5–30 мкм (рис. 11.9).

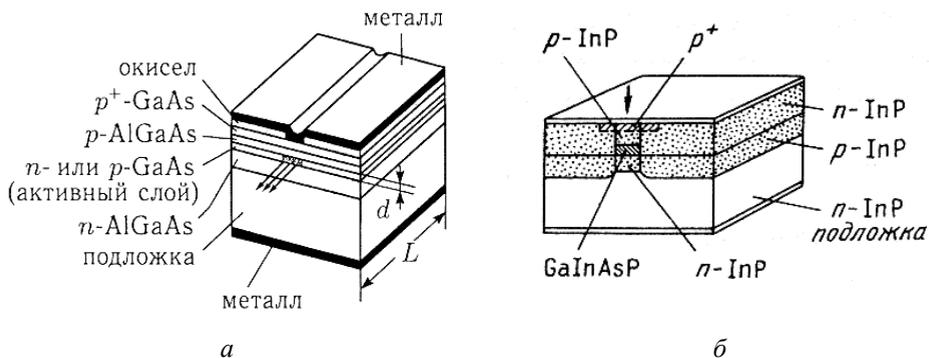


Рис. 11.9. Структуры лазеров с полосковой геометрией: ширина активной области GaAs ограничивается размерами омического контакта к p -области (а), ширина активной области GaInAsP ограничена широкозонными слоями n -InP (б) [2, 4]

Сужение активной области было обусловлено следующими причинами. Во-первых, уменьшение площади активной области позволяет

уменьшить пороговый и рабочий токи лазера. Во-вторых, уменьшение поперечного размера области ниже 15 мкм приводит к возбуждению только одной поперечной моды, а одномодовый режим генерации имеет важное значение при использовании в волоконно-оптических линиях связи. Наконец, при полосковой геометрии большая часть периметра активной области удалена от поверхности, что снижает деградацию лазеров.

На рис. 11.9, *а* омический контакт к слою p^+ -GaAs сформирован в окне, протравленном в слое изолирующего окисла, и имеет форму узкой полоски. В результате ширина области инжекции дырок ограничена и задает поперечный размер активной области из GaAs полоскового ДГС-лазера [2, 4]. На рис. 11.9, *б* показана другая конструкция полоскового лазера, в которой ширина активной области из твердого раствора GaInAsP ограничивается более широкозонными слоями n -InP [4].

11.4.3. Лазеры с отдельным электронным и оптическим ограничением

В инжекционных лазерах с отдельным электронным и оптическим ограничением ширина активной (излучающей) области меньше ширины области распространения излучения.

Схема полоскового гетеролазера с отдельным ограничением на основе твердого раствора $Al_xGa_{1-x}As$ и изменение ширины запрещенной зоны по толщине лазерной гетероструктуры показаны на рис. 11.10, *а, б* [3]. Активная область лазера представляет собой полоску p -GaAs толщиной около 0,2 мкм и шириной до 5 мкм. Лазерное излучение распространяется вдоль полоски и выходит через торец диода. Частично отражающие торцы диода, обеспечивающие оптическую обратную связь в лазере, получены скалыванием вдоль плоскостей спайности $\{110\}$ GaAs.

С одной стороны активная область ограничивается широкозонным эмиттерным слоем $P-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$. С другой стороны между активной областью и широкозонным слоем $N-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ располагается более узкозонный волноводный слой $N-Al_{0,1}Ga_{0,9}As$, имеющий толщину около 1,4 мкм.

При пропускании прямого тока из эмиттерного (он же волноводный) слоя $N-Al_{0,1}Ga_{0,9}As$ в слой p -GaAs инжектируются электроны. Благодаря явлению суперинжекции (см. п. 5.4.2), концентрация электронов в этом слое превышает концентрацию в эмиттере ($n_{N0} = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и

достигает значения $n_p \approx 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, необходимого для возникновения лазерной генерации. Для поддержания электрической нейтральности активной области в нее дополнительно инжектируются дырки из широкозонного слоя $P\text{-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$. Основная доля избыточных носителей рекомбинирует в пределах активного слоя $p\text{-GaAs}$ будучи ограниченной изотипным $P\text{-}p\text{-}$ и анизотипным $p\text{-}N\text{-}$ гетеропереходами.

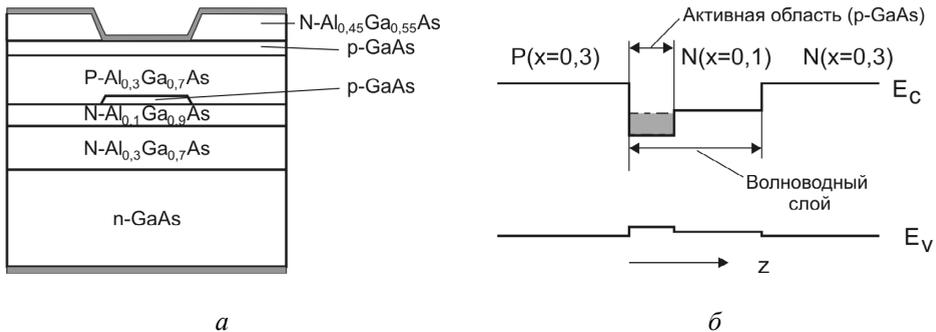


Рис. 11.10. Схематическое изображение (а) и упрощенная энергетическая диаграмма (б) инжекционного гетеролазера с зарощенной полосковой активной областью и раздельным ограничением [3]

Однако оптическое излучение не удерживается в активном слое, а распространяется в волноводный слой $N\text{-Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ до границы со слоем $N\text{-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$, на которой больше скачок показателя преломления (см. п. 5.4.5). Такие лазеры с раздельным электронным и оптическим ограничением позволяют получать большую мощность в импульсе без разрушения отражающих торцов прибора благодаря меньшей плотности оптического излучения в активной области. В то же время малые ширина и толщина активной области обеспечивают низкий пороговый ток прибора.

11.4.4. Инжекционные лазеры с вертикальным резонатором

Структура инжекционного лазера с вертикальным резонатором (*VCSEL* – *vertical cavity surface emitting laser*) представлена на рис. 11.11,а [6]. В таком лазере излучение выводится вертикально через верхнюю поверхность структуры.

Активная область толщиной около 100 нм расположена между двумя распределенными брэгговскими отражателями (РБО). Эта область содержит одну или несколько квантовых ям, расположенных в

максимуме амплитуды (в пучности) стоячей волны, образованной двумя отражателями. РБО представляет многослойную структуру из повторяющихся пар слоев материалов с заметно различающимися показателями преломления n_p , например, $Al_{0,05}Ga_{0,95}As/Al_{0,53}Ga_{0,47}As$. Каждый из слоев имеет толщину $\lambda/4n_p$. Каждый РБО состоит из слоев одного типа проводимости и одновременно является p - или n -эмиттером.

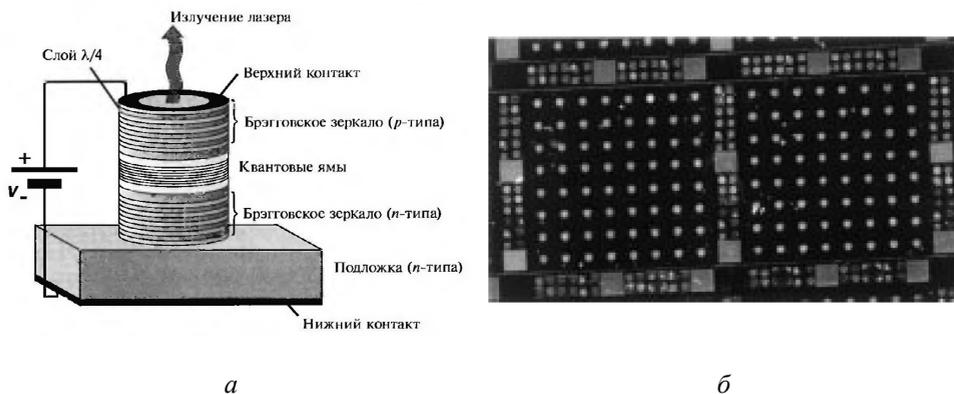


Рис. 11.11. Структура лазера с вертикальным резонатором (а) и фотография кристалла матричных излучателей из 8×8 VCSEL-лазеров (б) [6, 7]

Генерируемое в активной области излучение частично проникает в РБО, в которых отсутствует оптическое усиление. Это уменьшает коэффициент оптического ограничения Γ . Эффективная длина резонатора $L_{эф}$ в данной конструкции, помимо толщины активной области, включает и расстояние, на которое излучение проникает в брэгговские зеркала. Низкое оптическое усиление, обусловленное малой длиной резонатора, и пониженное значение Γ компенсируются высокой отражательной способностью РБО (см. выражение (11.19) для плотности порогового тока). При числе слоев от 50 до 80 удается получить коэффициент отражения $R > 0,9995$ [4].

Малая длина резонатора приводит к тому, что частотный интервал $\Delta\nu$ между резонансными частотами (модами) (см. выражение (11.3)) оказывается намного больше ширины полосы усиления. Поэтому VCSEL-лазер работает на одиночной продольной моде.

Вследствие малого объема активной области пороговый ток VCSEL-лазеров существенно ниже, чем лазеров с боковым выводом излучения. Из-за большего геометрического размера области вывода излучения (апертуры) диаграмма направленности VCSEL-лазеров уже,

чем у лазеров с боковым выводом. В результате намного проще их сопряжение с оптоволоконным кабелем. Наконец, близкая к планарной технология изготовления лазерных структур позволяет создавать из таких лазеров двумерные массивы излучателей (рис. 11.11,б [7]), что невозможно при других конструкциях лазеров.

11.4.5. Квантово-каскадные лазеры

В квантово-каскадном лазере излучение возникает в результате излучательных переходов электронов между уровнями квантовой ямы зоны проводимости. Структура такого лазера представляет собой набор последовательно расположенных одинаковых активных областей, разделенных промежуточными областями – инжекторами. Перемещаясь в такой структуре от катодного контакта к анодному, электрон последовательно попадает в активные области и совершает в них излучательные переходы между уровнями квантовых ям. Профиль дна зоны проводимости квантово-каскадного лазера показан на рис. 11.12 [8].

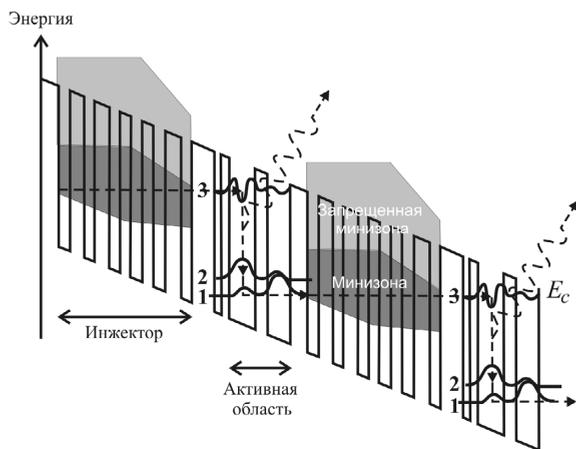


Рис. 11.12. Профиль дна зоны проводимости квантово-каскадного лазера [8]

Каждая активная область лазера представляет собой две взаимодействующие квантовые ямы, образующие уровни 1, 2 и 3. Переход электрона с испусканием фотона происходит между уровнями 3 и 2. Для обеспечения инверсии населенности этих уровней необходимо обеспечить малое время жизни электронов на уровне 2 по сравнению со временем жизни на уровне 3. С этой целью величина энергетическо-

го зазора между уровнями 2 и 1 делается равной энергии оптических фононов в материале матрицы, так что уровень 2 быстро освобождается за счет эмиссии фонона и перехода электронов на более низкий уровень 1.

Инжекторная область состоит из чередующихся квантовых ям и барьеров, образующих сверхрешетку (см. п. 5.6.1). Поэтому энергетический спектр этой области состоит из разрешенных и запрещенных минизон. При рабочем напряжении на электродах лазера уровень 1 квантовой ямы активной области находится в резонансном состоянии (т.е. совпадает по энергии) с уровнем 3 квантовой ямы соседней активной области. В результате электроны, попадающие на уровень 1 с уровня 2, проникают по разрешенной минизоне на уровень 3 квантовой ямы соседней активной области, обеспечивая его «накачку».

Электроны, попавшие на уровень 3, не могут протуннелировать с него в нелокализованные состояния («континуум») зоны проводимости, так как этому препятствует запрещенная минизона инжекторной области. Поэтому более вероятными становятся излучательные переходы на уровень 2 квантовой ямы.

При обеспечении оптической обратной связи в структуре наблюдается лазерный эффект.

Квантово-каскадные лазеры характеризуются большими плотностями порогового тока по сравнению с инжекционными лазерами на двойных гетероструктурах. Однако они обладают рядом преимуществ [8]. Во-первых, за счет управления составом и размерами квантовых ям и барьеров можно создавать лазеры с длиной волны генерируемого излучения в диапазоне от 4 до 13 мкм на основе одной и той же полупроводниковой системы. Во-вторых, выходная мощность излучения квантово-каскадного лазера с N квантовыми ямами может быть довольно высокой (сотни мВт), поскольку каждый электрон, перемещаясь между электродами лазера, может привести к излучению N фотонов (по одному на каждую яму).

Контрольные вопросы

1. Что такое инжекционный лазер?
2. Опишите принцип действия инжекционного лазера на p - n -переходе.
3. В чем заключается процесс вынужденного излучения фотона?
4. Записать необходимое условие возникновения лазерного излучения в полупроводнике.

5. За счет чего достигается инверсная населенность энергетических уровней в полупроводниковом инжекционном лазере?
6. Как изменяется спектр излучения инжекционного лазера при увеличении тока возбуждения?
7. Что характеризует коэффициент оптического ограничения?
8. За счет чего достигаются электронное и оптическое ограничения в лазерной структуре?
9. От каких параметров активной области зависит пороговый ток инжекционного лазера?
10. Назвать основные причины снижения порогового тока инжекционного лазера на основе двойной гетероструктуры.
11. В чем заключаются преимущества инжекционных лазеров с полосковой геометрией?
12. Охарактеризуйте особенности и достоинства инжекционного лазера с вертикальным резонатором.
13. Поясните принцип действия квантово-каскадного лазера.

12. Задания к практическим и лабораторным работам

12.1. Задание к практическому занятию по разделу 1. «Исследование уравнения электронейтральности в полупроводнике»

1. Рассчитать зависимость концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике с заданной концентрацией атомов донорной (акцепторной) примеси от концентрации атомов компенсирующей акцепторной (донорной) примеси.

2. Рассчитать температурные зависимости уровня Ферми и концентрации свободных носителей заряда в полупроводнике с заданными концентрациями донорной N_d и акцепторной N_a примесей.

3. Для заданного полупроводникового соединения или твердого раствора заданного состава рассчитать при температуре T концентрации электронов в различных минимумах зоны проводимости.

Порядок выполнения работы

1. Познакомиться с уравнением электронейтральности в полупроводнике, используя раздел 1 и рекомендованную преподавателем литературу.

2. Используя приложения 1–3, а также справочную литературу, определить необходимые для расчетов параметры изучаемых полупроводников: ширину запрещенной зоны E_g при заданной температуре (либо коэффициенты $E_g(0)$, α , β выражения (1.73), описывающего температурную зависимость E_g), относительные эффективные массы электронов в зоне проводимости (m_{nd}^*/m_0 либо m_i^*/m_0 и m_l^*/m_0), энергии ионизации донорных (ΔE_d) и акцепторных (ΔE_a) уровней. Выбрать значения факторов вырождения g_d и g_a для указанных уровней.

3. Пользуясь формулами (1.12), (1.13), (1.14) или (1.15) – и (1.25), или (1.26), рассчитать эффективные массы плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне выбранных полупроводников.

4. Составив программу (см. пояснения в приложении 8), провести численные расчеты концентрации свободных носителей заряда в соответствии с заданием 1. Аналогичные расчеты провести с использованием приближенных выражений для концентрации носителей заряда в частично компенсированном полупроводнике (см. формулы (1.62) и

(1.65)). Сопоставив полученные результаты, определить границы применимости формул типа (1.62) и (1.65).

5. Включить в программу блок расчета ширины запрещенной зоны при температуре T (выражение (1.73)).

6. Для заданного интервала температур рассчитать температурные зависимости уровня Ферми и концентрации свободных носителей заряда в соответствии с заданием 2. Провести расчет температурной зависимости концентрации носителей с помощью формул типа (1.62) и (1.65). Оценить их справедливость в заданных условиях.

7. На основе уравнения (1.72) составить программу для расчета концентраций электронов в n -полупроводнике с двумя типами минимумов в зоне проводимости.

8. Перед составлением программы для заданных полупроводникового соединения или состава твердого раствора и температуры определить по справочникам либо рассчитать с использованием приложений и формул п. 6.4.2 величины различных энергетических зазоров, эффективные массы плотности состояний в минимумах различного типа и в валентной зоне, энергии ионизации донорных уровней.

9. При составлении программы:

а) в блоке начального диалога задать в качестве исходных параметров величины энергетических зазоров E_{g1} и E_{g2} , относительные эффективные массы плотности состояний дырок m_{pd}^* и электронов m_{n1}^* , m_{n2}^* , концентрацию доноров N_d , энергии ионизации донорных уровней E_{d1} , E_{d2} , факторы вырождения уровней g_{d1} , g_{d2} , температуру полупроводника T ;

б) рассчитать эффективные плотности состояний N_v , N_{c1} и N_{c2} ;

в) рассчитать концентрации дырок p и электронов n_1 , n_2 ;

г) рассчитать по формуле (1.71) концентрацию ионизованных доноров N_d^+ .

9. Провести с использованием составленной программы расчет концентрации электронов в минимумах различного типа в соответствии с заданием 3.

10. Пользуясь программой построения графиков, получить графики зависимостей, рассчитанных в соответствии с заданиями 1–3.

12.2. Лабораторная работа к разделу 3. «Изучение спектра фотолюминесценции полупроводника»

Цель лабораторной работы: познакомиться с явлением фотолюминесценции полупроводников.

Содержание работы: измерение и анализ спектра фотолюминесценции полупроводникового образца.

Задание к лабораторной работе

1. Измерить спектр краевой полосы фотолюминесценции полупроводникового кристалла (зависимость спектральной плотности потока излучаемых фотонов Φ_ν от энергии фотонов).

2. Провести расчет формы спектра фотолюминесценции для данного полупроводника, используя известное значение ширины запрещенной зоны и формулу (3.27).

3. Объяснить расхождение положения максимумов и полуширины расчетного и экспериментального спектров.

Экспериментальная установка

Блок-схема установки для измерения спектров фотолюминесценции представлена на рис. 12.1.

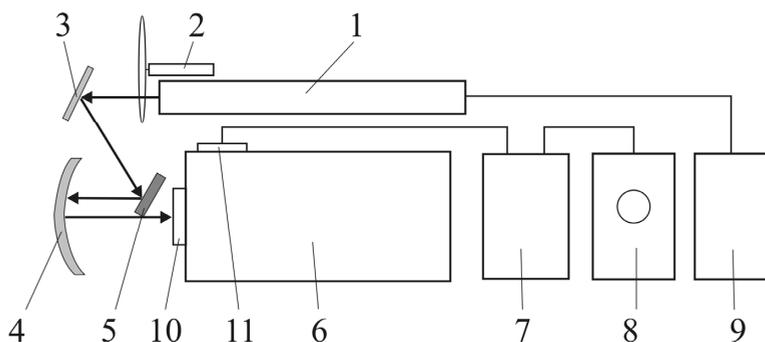


Рис. 12.1. Блок-схема установки для измерения спектров фотолюминесценции полупроводников: 1 – лазер ЛГ–126; 2 – механический дисковый модулятор света; 3 – плоское зеркало; 4 – сферическое зеркало; 5 – полупроводниковый образец; 6 – монохроматор; 7 – селективный микровольтметр; 8 – осциллограф; 9 – блок питания лазера; 10 – оптический фильтр КС–18; 11 – фотодиод

Излучение лазера 1 с длиной волны 0,63 мкм модулируется модулятором 2 и с помощью зеркала 3 направляется на полупроводниковый образец 5. Люминесцентное излучение образца сферическим зеркалом 4 фокусируется на входной щели монохроматора 6. Светофильтр 10 предотвращает попадание в монохроматор возбуждающего излучения лазера. Мощность монохроматического излучения, выходящего из монохроматора, регистрируется фотодиодом 11, сигнал с которого поступает на селективный микровольтметр 7, настроенный на частоту модуляции лазерного пучка. Выход вольтметра соединен с осциллографом 8, на экране которого можно наблюдать модулированный сигнал.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться с блок-схемой экспериментальной установки.
2. Изучить описание к монохроматору, познакомиться с градуировочными кривыми или таблицами.
3. Ознакомиться с описаниями лазера и электроизмерительных приборов.
4. Включить все электроизмерительные приборы и прогреть их в течение 15–20 минут.
5. Установить барабан длин волн в положение, соответствующее длине волны излучения лазера. Снять защитный светофильтр 10 с входного окна монохроматора.
6. Запустить модулятор лазерного пучка.
7. Включить лазер в соответствии с инструкцией.
8. Вращением исследуемого образца 5 вокруг вертикальной оси и перемещением сферического зеркала 4 добиться попадания отраженного образцом лазерного пучка на входную щель монохроматора.
9. Настроить частоту селективного микровольтметра на частоту модуляции лазерного пучка. При этом на экране осциллографа должен наблюдаться синусоидальный сигнал с частотой модуляции лазерного пучка.
10. Установить перед входным окном монохроматора светофильтр КС–18. Установить максимальную ширину входной щели монохроматора.
11. Установить барабан длин волн в положение, соответствующее предполагаемому максимуму спектра фотолюминесценции полупроводникового образца. Убедиться в наличии сигнала фотолюминесценции. Вращением барабана длин волн найти максимальное значение сигнала.

12. Определить величину шумового сигнала, перекрыв световой пучок затвором монохроматора.

13. Открыть затвор. Уменьшая ширину щелей и одновременно увеличивая чувствительность вольтметра, добиться оптимального сочетания спектрального разрешения и чувствительности установки.

14. Вращая барабан длин волн и снимая отсчеты по шкале микровольтметра 7, измерить всю спектральную полосу фотолюминесценции кристалла.

15. Рассчитать зависимость спектральной плотности потока фотонов от энергии фотонов: $\Phi_{\nu}(h\nu) = \frac{dN_{\phi}}{d(h\nu)}$ – с учетом градуировки барабана длин волн монохроматора, спектральной дисперсии на выходной щели и спектральной характеристики фотоприемника.

16. Выполнить пункты 2 и 3 «Задания к лабораторной работе».

12.3. Задание к практическому занятию по разделам 5 и 6. «Расчет параметров гетероперехода»

1. По заданным составам и уровням легирования рассчитать для каждой из областей резкого анизотипного p – N -гетероперехода:

- а) ширину запрещенной зоны E_g ;
- б) энергию электронного сродства χ^0 ;
- в) период кристаллической решетки a ;
- г) относительные эффективные массы плотности состояний в разрешенных зонах m_{nd}^*/m_0 и m_{pd}^*/m_0 ;

д) статическую диэлектрическую проницаемость ϵ .

2. Используя идеальную модель Андерсона для резкого анизотипного p – N -гетероперехода (см. рис. 5.2), рассчитать величины скачков дна зоны проводимости ΔE_c и потолка валентной зоны ΔE_v на гетерогранице.

3. Рассчитать контактную разность потенциалов между областями гетероперехода U_k и контактные разности потенциалов для каждой из областей: U_{k1} и U_{k2} .

4. Считая, что на гетерогранице отсутствуют электронные состояния, рассчитать толщину областей пространственного заряда, а также ход зависимостей потолка валентной зоны и дна зоны проводимости от координаты для обоих полупроводников.

Порядок выполнения работы

1. Выполняя задание 1, следует ознакомиться с твердыми растворами полупроводниковых соединений и с выражениями, описывающими зависимости свойств твердого раствора от его состава, используя материал подраздела 6.4.

2. Используя приложение 7, рассчитать для тройного твердого раствора заданного состава величину минимального энергетического зазора (т.е. ширину запрещенной зоны) при 300 К. Исходя из типа минимального зазора, сделать вывод о типе энергетической структуры твердого раствора.

3. Для расчета ширины запрещенной зоны четверного твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, изопериодного с InP (т.е. при $y \cong 2,17 \cdot x$), следует использовать выражение (6.24). Для других составов данного раствора необходимо использовать выражение (6.20) п. 6.4.4.

4. Рассчитать период кристаллической решетки твердого раствора, используя выражения (6.2), (6.5)–(6.7) или (6.19) и данные приложения 2.

5. Рассчитать относительные эффективные массы плотности состояний для электронов и дырок, предполагая зависимость их от состава твердого раствора линейной (см. формулы (6.1), (6.5) или (6.6) и воспользовавшись приложением 2.

6. Рассчитать величину энергии электронного сродства χ^0 с использованием линейной композиционной зависимости и приложения 1.

7. Рассчитать величину статической диэлектрической проницаемости ϵ с использованием приложения 2.

8. Используя рассчитанные значения χ_1^0 , χ_2^0 , E_{g1} и E_{g2} , рассчитать по формулам (5.2), (5.3) скачки ΔE_c и ΔE_v краев энергетических зон.

9. Для нахождения контактной разности потенциалов в гетеропереходе необходимо найти положение уровней Ферми в каждой из областей. С этой целью следует воспользоваться программой для нахождения положения уровня Ферми или составить такую программу (см. приложение 8). При расчете с помощью программы факторы спинового вырождения донорного и акцепторного уровней принять равными: $g_d = 2$, $g_a = 4$.

10. Рассчитать контактную разность потенциалов в гетеропереходе с помощью выражения (см. рис. 5.2):

$$U_k = \frac{1}{e}(\chi_1 - \chi_2) = \frac{1}{e}[\chi_1^0 + (E_c - F)_1 - \chi_2^0 - (E_c - F)_2], \quad (1)$$

где $(E_c - F)_{1,2}$ – энергетические зазоры между дном зоны проводимости и уровнем Ферми в полупроводниках p - и N -типов соответственно.

11. Рассчитать контактные разности потенциалов, приходящиеся на p - и N -области гетероперехода (см. формулы (5.4) и (5.5)):

$$U_{к1} = U_{к} / (1 + \varepsilon_1 N_{a1} / \varepsilon_2 N_{d2}), \quad (2)$$

$$U_{к2} = U_{к} - U_{к1}. \quad (3)$$

12. Рассчитать толщины областей пространственного заряда в p - и N -областях:

$$d_p = (2\varepsilon_1 \varepsilon_0 U_{к1} / eN_{a1})^{1/2}, \quad (4)$$

$$d_N = (2\varepsilon_2 \varepsilon_0 U_{к2} / eN_{d2})^{1/2}. \quad (5)$$

13. Для определения зависимостей E_c и E_v от координаты z за начало отсчета энергии проще всего принять положение потолка валентной зоны в объеме N -области: $E_v(d_N) = 0$.

Тогда положения краев зон в широкозонном полупроводнике N -типа ($0 < z \leq d_N$) будут описываться выражениями:

$$E_{v2}(z) = (e^2 N_{d2} / 2\varepsilon_2 \varepsilon_0)(d_N - z)^2, \quad (6)$$

$$E_{c2}(z) = E_{v2}(z) + E_{g2}, \quad (7)$$

а в узкозонном полупроводнике p -типа ($-d_p \leq z < 0$) – формулами:

$$E_{v1}(z) = eU_{к} + \Delta E_v - (e^2 N_{a1} / 2\varepsilon_1 \varepsilon_0)(d_p + z)^2, \quad (8)$$

$$E_{c1}(z) = E_{v1}(z) + E_{g1}. \quad (9)$$

14. Удельную емкость p - N -гетероперехода при нулевом внешнем смещении можно рассчитать по формуле

$$C_0 = \left[\frac{e\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_0 N_{a1} N_{d2}}{2(\varepsilon_1 N_{a1} + \varepsilon_2 N_{d2}) U_{к}} \right]^{1/2}. \quad (10)$$

12.4. Задание к практическому занятию по разделу 6. «Расчет характеристик твердых растворов»

1. По заданному составу твердого раствора определить:
 - а) тип его энергетической структуры;
 - б) ширину запрещенной зоны E_g ;

в) период кристаллической решетки a ;
г) относительные эффективные массы плотности состояний в разрешенных зонах m_{dj}^*/m_0 и m_{pd}^*/m_0 ;

д) статическую диэлектрическую проницаемость ϵ_s .

2. Рассчитать состав и ширину запрещенной зоны тройного твердого раствора, период кристаллической решетки которого в точности равен периоду решетки подложки из заданного двойного соединения.

3. Рассчитать состав четверного твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, который при заданной ширине запрещенной зоны, имеет период кристаллической решетки, в точности равный периоду решетки подложки из двойного соединения.

4. Для твердого раствора заданного состава с известными концентрацией и энергией ионизации легирующей примеси рассчитать положение уровня Ферми.

Порядок выполнения работы

1. Познакомиться с твердыми растворами полупроводниковых соединений и с выражениями, описывающими зависимости свойств твердого раствора от его состава, используя материал подраздела 6.4 и рекомендованную литературу.

2. Используя приложение 7, рассчитать для тройного твердого раствора заданного состава величину минимального энергетического зазора (т.е. ширину запрещенной зоны) при 300 К. Исходя из типа минимального зазора, сделать вывод о типе энергетической структуры твердого раствора.

Для расчета ширины запрещенной зоны четверного твердого раствора $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ следует использовать выражения (6.20) или (6.24).

3. Рассчитать период кристаллической решетки твердого раствора a , используя выражения (6.2), (6.5)–(6.7) или (6.19) и данные приложения 2.

4. Рассчитать относительные эффективные массы плотности состояний для электронов и дырок, воспользовавшись формулами (6.1), (6.5) или (6.6) и приложением 2.

5. Рассчитать величину статической диэлектрической проницаемости ϵ_s с помощью формул (6.1), (6.5), (6.6) и приложения 2.

6. При выполнении задания 2 необходимо с помощью уравнения (6.2) определить величину x , при которой период кристаллической решетки твердого раствора принимает заданное значение. Затем с помо-

щью приложения 7 найти ширину запрещенной зоны твердого раствора при данном значении x .

7. Выполняя задание 3, необходимо решить систему уравнений (6.19) и (6.20) с неизвестными x и y .

8. Для выполнения задания 4 следует рассчитать ширину запрещенной зоны твердого раствора, относительные эффективные массы плотности состояний для электронов и дырок (см. выше п. 2 и 4), затем воспользоваться программой для нахождения положения уровня Ферми или составить такую программу (см. приложение 8). При расчете с помощью программы факторы спинового вырождения донорного и акцепторного уровней принять равными: $g_d = 2$, $g_a = 4$.

12.5. Лабораторная работа по разделу 7. «Изучение характеристик фотодиода»

Цель лабораторной работы: познакомиться с принципом действия и основными характеристиками полупроводникового фотодиода с p - n -переходом.

Содержание работы: измерение и анализ вольт-амперной и спектральной характеристик фотодиода.

Задание к лабораторной работе

1. Измерить прямую и обратную ветви вольт-амперной характеристики фотодиода:

а) в темноте;

б) при постоянном освещении фотодиода монохроматическим излучением с заданной длиной волны.

2. При освещении через монохроматор измерить спектры (т.е. зависимости от длины волны) фототоков короткого замыкания:

а) исследуемого фотодиода;

б) калиброванного фотодиода с известной спектральной характеристикой.

3. Измерить спектральную зависимость фотоэдс холостого хода исследуемого фотодиода.

4. На основе полученных данных с использованием выражений (7.34), (7.36) или (7.37) рассчитать для исследуемого фотодиода спектральные характеристики:

а) зависимость токовой монохроматической чувствительности от длины волны оптического излучения;

б) зависимость квантовой эффективности от длины волны.

5. Используя экспериментальное значение фототока короткого замыкания $|I_{кз}| = I_{\phi}$, рассчитать с помощью выражения (7.3) величину фотоэдс холостого хода $U_{хх}$ и сопоставить ее с экспериментальным значением.

Описание установки

Блок-схема установки для измерения характеристик полупроводниковых фотодиодов показана на рис. 12.2.

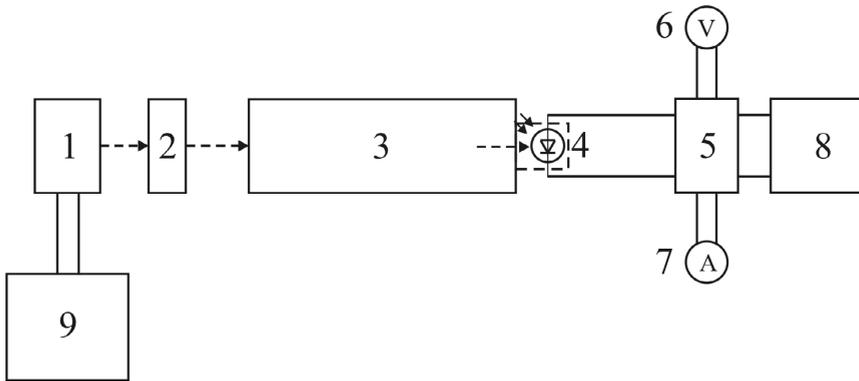


Рис. 12.2. Блок-схема установки для измерения характеристик полупроводниковых фотодиодов: 1 – источник освещения; 2 – конденсор; 3 – монохроматор; 4 – исследуемый фотодиод; 5 – блок связи; 6 – вольтметр; 7 – амперметр; 8 – источник питания фотодиода; 9 – источник питания осветителя

Свет от источника освещения 1 с помощью линзы 2 фокусируется на входной щели монохроматора 3. Исследуемый фотодиод 4 размещается непосредственно перед выходной щелью монохроматора в затемненной камере. Блок связи 5 включает электрическую схему, позволяющую изменять подключение к фотодиоду вольтметра 6, амперметра 7 и источника питания фотодиода 8. Так, при измерении прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) вольтметр подключается параллельно фотодиоду и измеряет напряжение непосредственно на диоде, а амперметр регистрирует суммарный ток через диод и вольтметр (рис. 12.3, а).

При измерении малого обратного тока амперметр соединяется последовательно с фотодиодом и измеряет ток только через диод, однако вольтметр при этом измеряет суммарное напряжение на фотодиоде и амперметре (рис. 12.3, б). С помощью блока 5 фотодиод может

быть также включен в режимах короткого замыкания или холостого хода. В последнем случае нагрузкой диода служит большое сопротивление вольтметра.

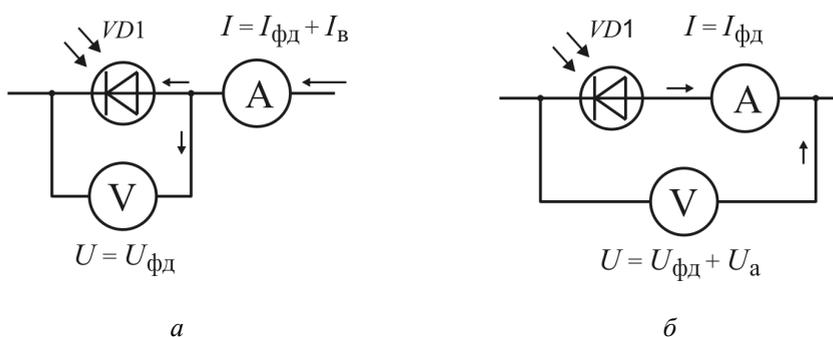


Рис. 12.3. Схемы включения фотодиода при измерении прямой (а) и обратной (б) ветвей ВАХ

Порядок выполнения работы

1. Познакомиться с описанием и блок-схемой установки для измерения характеристик фотодиода (рис. 12.2 и 12.3).

2. Ознакомиться с инструкциями к вольтметру, амперметру и монохроматору.

3. Установить исследуемый фотодиод 4 (рис. 12.2) в камеру перед выходной щелью монохроматора и включить его в цепь.

4. Затемнить фотодиод, перекрыв затвором световой пучок на входе монохроматора 3.

5. Включить вольтметр 6 и амперметр 7.

6. Включить источник питания 8 фотодиода.

7. Установить на блоке связи 5 режим измерения прямой ветви вольт-амперной характеристики и измерить прямую ветвь ВАХ фотодиода.

Примечание. При измерении прямой ветви ВАХ удобнее, задавая значения прямого тока, например: 0,5; 1; 2; 5; 10; 20; 50; 100; 200, 500 микроампер, регистрировать напряжение на диоде. Измерения провести до заданной величины прямого тока.

8. Установить режим измерения обратной ветви ВАХ и измерить обратную ветвь.

Примечание. При измерении обратной ветви ВАХ удобнее, задавая напряжение на диоде, регистрировать величину обратного тока. Измерения провести до заданной величины обратного напряжения.

9. После измерения обратной ветви ВАХ установить некоторое значение обратного тока.

10. Включить источник питания \mathcal{E} осветителя I (рис. 12.2), открыть затвор на входе монохроматора.

11. Вращая барабан длин волн монохроматора, добиться максимального значения обратного тока фотодиода.

12. Зафиксировав это значение длины волны, измерить прямую и обратную ветви ВАХ в условиях освещения фотодиода монохроматическим излучением.

Примечание: При измерениях следует иметь в виду, что при освещении вольт-амперная характеристика фотодиода заходит в IV квадрант системы координат, т.е. за счет фототока через диод течет обратный ток при прямом смещении (фотоэдс) на $p-n$ -переходе (см. рис. 7.3). Поэтому при измерении начального участка прямой ветви ВАХ величина тока через диод будет изменять знак, проходя через нуль. При измерении начального участка обратной ветви ВАХ будет через нуль проходить напряжение на диоде.

13. Для измерения спектральной зависимости фототока на блоке 5 установить режим короткого замыкания. В этом режиме в цепь фотодиода включен только амперметр (см. рис. 7.2, а).

14. Изменяя длину волны с помощью барабана монохроматора, измерить зависимость тока короткого замыкания фотодиода от длины волны.

15. Установить на блоке 5 режим холостого хода. В этом режиме нагрузкой фотодиода является входное сопротивление вольтметра (см. рис. 7.2, б).

16. Изменяя длину волны, измерить спектральную зависимость фотоэдс холостого хода.

17. Для построения зависимостей $S_{\lambda} = S_{\lambda}(\lambda)$ и $\eta = \eta(\lambda)$ (см. подраздел 7.4) провести измерения спектра фототока короткого замыкания калиброванного фотодиода с известной спектральной характеристикой. Фототок калиброванного фотодиода измерять при тех же длинах волн, что и фототок исследуемого фотодиода.

18. Выключить установку.

19. Выполнить пункты 4 и 5 задания.

12.6. Лабораторная работа по разделу 9. «Изучение характеристик светодиода»

Цель лабораторной работы: познакомиться с принципом действия, основными параметрами и характеристиками светодиодов.

Содержание работы: измерение спектральной и излучательной характеристик светодиода.

Задание к лабораторной работе

1. Измерить зависимость интегральной мощности $P_{\text{изл}}$ светодиода от величины прямого тока I .
2. Измерить зависимость спектральной плотности излучения диода $P_{\lambda} = \frac{dP_{\text{изл}}}{d\lambda}$ от длины волны (спектр излучения) при фиксированной величине прямого тока.
3. Сравнить экспериментальный спектр излучения с расчетным и объяснить их отличие.

Порядок выполнения работы

1. Ознакомиться со схемами измерений (рис. 12.4 и 12.5), конструкцией светодиода и режимом его питания, конструкцией и спектральной характеристикой фотодиода для регистрации излучения.
2. Изучить описание к монохроматору, познакомиться с градуировочными кривыми или таблицами к прибору.
3. Познакомиться с описаниями амперметров.
4. Собрать схему для измерения ватт-амперной характеристики светодиода (рис. 12.4), соблюдая полярность при подключении светодиода.
5. Калиброванный фотодиод 4 с большой фоточувствительной площадкой установить вплотную к излучающему диоду 1.
6. Включить источник питания 2 светодиода и установить некоторое значение прямого тока через диод.
7. Слегка перемещая фотодиод 4 относительно светодиода 1, добиться максимального значения фототока на амперметре 5.
8. Изменяя величину тока через светодиод в заданном интервале, измерить зависимость тока короткого замыкания (фототока) фотодиода от тока через светодиод.

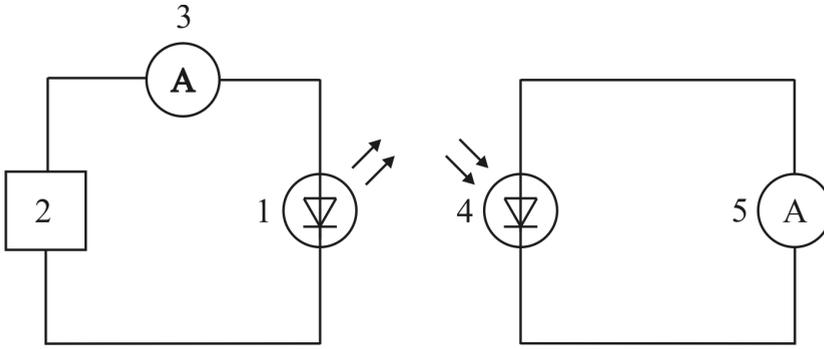


Рис. 12.4. Схема для измерения ватт-амперной характеристики:
 1 – светодиод; 2 – блок питания светодиода;
 3, 5 – амперметры; 4 – калиброванный фотодиод

9. Собрать схему для измерения спектра излучения (рис. 12.5), установив светодиод 1 перед входной щелью монохроматора, а фотодиод 5 – в камере перед выходной щелью. Задать максимальную ширину щелей монохроматора.

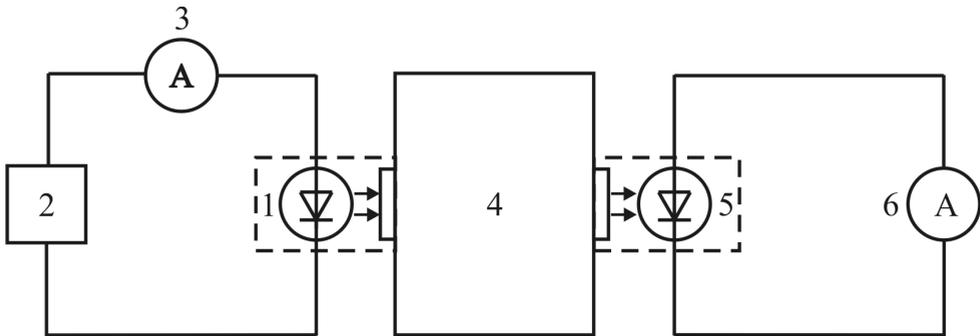


Рис. 12.5. Схема для измерения спектра излучения диода:
 1 – светодиод; 2 – блок питания светодиода; 3, 6 – амперметры; 4 – монохроматор;
 5 – калиброванный фотодиод

10. Установить заданную величину тока через светодиод.
 11. Установить на выходе монохроматора длину волны излучения, соответствующую ожидаемому максимуму спектра излучения λ_m светодиода.

12. Зарегистрировав сигнал от светодиода, уменьшить ширину щелей монохроматора для получения лучшего спектрального разрешения. Уменьшение ширины щели ограничивается понижением отноше-

ния сигнал/шум. (Величину шумового тока фотодиода можно определить, перекрыв с помощью затвора выходную щель монохроматора).

13. Изменяя длину волны излучения на выходе монохроматора, измерить зависимость тока короткого замыкания фотодиода I_{ϕ} от длины волны. Уточнить значение λ_m .

14. По результатам измерений в п. 8. рассчитать интегральную мощность светодиода, попадающую на фотодиод, используя формулу

$$P_{\text{изл}} \approx P_{\text{фд}} = \frac{I_{\phi}}{S_I(\lambda_m)}, \quad (1)$$

где $P_{\text{фд}}$ – мощность излучения, регистрируемая фотодиодом; I_{ϕ} – фототок (ток короткого замыкания фотодиода); $S_I(\lambda_m)$ – монохроматическая токовая чувствительность фотодиода на длине волны λ_m .

15. Построить график зависимости интегральной мощности излучения от величины тока через светодиод (ватт-амперную характеристику). Качественно объяснить ее ход.

16. При заданном значении тока через светодиод рассчитать величину внешнего квантового выхода η_e , используя формулу (9.5).

17. По результатам измерений в п.13 рассчитать мощность излучения, попадающую на фотодиод из выходной щели монохроматора, по формуле

$$\Delta P_{\text{изл}}(\lambda) = \frac{I_{\phi}(\lambda)}{S_I(\lambda)}, \quad (2)$$

где $I_{\phi}(\lambda)$ – фототок при падении на фотодиод излучения с длиной волны λ ; $S_I(\lambda)$ – токовая чувствительность фотодиода на длине волны λ .

18. Используя значения обратной линейной дисперсии монохроматора $d\lambda/dl$, определить интервал длин волн, $\Delta\lambda_{\text{щ}}$, пропускаемых выходной щелью монохроматора в исследуемом спектральном диапазоне:

$$\Delta\lambda_{\text{щ}}(\lambda) = \frac{d\lambda}{dl} \cdot a, \quad (3)$$

где a – ширина выходной щели; l – расстояние в плоскости щели.

19. Рассчитать спектральную плотность потока излучения исследуемого диода с помощью формулы

$$P_{\lambda} = \frac{dP_{\text{изл}}}{d\lambda} \cong \frac{\Delta P_{\text{изл}}(\lambda)}{\Delta\lambda_{\text{щ}}(\lambda)}. \quad (4)$$

Построить спектр излучения светодиода.

20. Рассчитать теоретический спектр излучения диода, используя формулу (3.27), соотношение между длиной волны и энергией фотона

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1,240 \text{ эВ} \cdot \text{мкм}}{\lambda} \quad (5)$$

и выражение

$$P_{\lambda} = \frac{dP_{\text{изл}}}{d\lambda} = \frac{dP_{\text{изл}}}{d(h\nu)} \cdot \frac{d\lambda}{d(h\nu)} = P_{\nu} \cdot \frac{(h\nu)^2}{hc} = \frac{(h\nu)^3}{hc} \cdot \Phi_{\nu}, \quad (6)$$

где c – скорость света в вакууме. Объяснить отличие положений максимумов λ_m расчетного и экспериментального спектров.

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение 1

Параметры энергетического спектра полупроводников

Полупроводник	Структура зон	$E_{gt}(300K)$, эВ	$E_{gl}(300K)$, эВ	$E_{gx}(300K)$, эВ	Температурная зависимость ширины запрещенной зоны $E_g(T)$, эВ	χ^0 , эВ
Ge	Непрямая	0,802	0,665	0,845	$0,7437 - 4,774 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 235)$	4,13
Si	Непрямая	–	–	1,12	$1,170 - 4,73 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 636)$	4,05
AlP	Непрямая	–	–	2,45	$2,52 - 3,18 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 588)$	–
AlAs	Непрямая	3,018	2,35	2,168	$2,239 - 6,0 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 408)$	–
AlSb	Непрямая	2,219	1,879	1,620	$1,687 - 4,97 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 213)$	3,65
GaP	Непрямая	2,78	–	2,260	$2,338 - 5,771 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 372)$	4,0
GaAs	Прямая	1,424	1,708	1,900	$1,519 - 5,405 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 204)$	4,05
GaSb	Прямая	0,722	0,799	1,030	$0,810 - 3,78 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 94)$	4,06
InP	Прямая	1,351	–	2,20	$1,421 - 3,63 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 162)$	4,4
InAs	Прямая	0,360	–	1,83	$0,420 - 2,50 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 75)$	4,54
InSb	Прямая	0,172	–	–	$0,236 - 2,99 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 / (T + 140)$	4,59

1. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах / пер. с англ. М.: Мир, 1981. Т. 1. 229 с.; Т. 2. 364 с.

2. Милнс А., Фойт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / пер. с англ. М.: Мир, 1975. 432 с.

3. Шарма Б.Л., Пурухит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы / пер. с англ. М.: Советское радио, 1979. 232 с.

4. Adachi S. GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1-x}As: Material parameters for use in research and device applications // J. Appl. Phys. 1985. V. 58, № 3. P. R1–R29.

Некоторые свойства полупроводников

Полупроводник	$\alpha(300\text{ K}),$ нм	$\frac{m_{nL}^*}{m_0}$	$\frac{m_{dL}^*}{m_0}$	$\frac{m_{dX}^*}{m_0}$	$\frac{m_{pd}^*}{m_0}$	ε	$E_c - E_{LNL}$ эВ	$\Phi_6,$ эВ
Ge	0,56575	—	0,56	—	0,35	16	0,57	0,48–0,59
Si	0,54310	—	—	1,08	0,56	11,9	0,71	0,72–0,80
AlP	0,5451	—	—	—	0,70	—	1,35	—
AlAs	0,56611	0,15	0,66	0,71	0,80	10,1	1,34	1,21
AlSb	0,61355	0,12	—	1,34	0,48	10,2	1,20	1,07
GaP	0,54512	—	—	1,25	0,62	11,1	1,40	1,09–1,32
GaAs	0,56533	0,067	0,56	0,85	0,64	13,2	0,91	0,80–0,90
GaSb	0,60959	0,042	0,7	—	0,40	14,4	0,67	0,62–0,65
InP	0,58687	0,077	—	—	0,87	12,4	0,63	0,37–0,59
InAs	0,60584	0,023	—	—	0,40	14,6	–0,19	–0,11
InSb	0,64794	0,0145	—	—	0,4	17,7	0,14	0

1. Кейси X., Паниш M. Лазеры на гетероструктурах / пер. с англ. М. : Мир, 1981. Т. 1. 229 с.; Т. 2. 364 с.
2. Милнс А., Фойтц Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / пер. с англ. М. : Мир, 1975. 432 с.
3. Шарма Б.Л., Пурухит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы / пер. с англ. М. : Советское радио, 1979. 232 с.
3. Adachi S. GaAs, AlAs, and Al_xGa_{1-x}As: Material parameters for use in research and device applications // J. Appl. Phys. 1985. V. 58, № 3. P. R1–R29.
4. Adachi S. Material parameters of In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y} quaternaries // J. Appl. Phys. 1982. V. 53, № 12. P. 8775–8792.
5. Брудный В.Н., Григяев С.Н. Локальная электронейтральность и закрепление химического потенциала в твердых растворах соединений III-V: границы раздела, радиационные эффекты // Физика и техника полупроводников. 1998. Т. 32, № 3. С. 315–318.

Энергии ионизации некоторых примесей в полупроводниках

Примесь	Тип	Энергия ионизации, эВ	
		$E_c - E_d$	$E_a - E_v$
Ge			
P	Д	0,012	
As	Д	0,013	
Sb	Д	0,010	
B	А		0,01
Al	А		0,01
Ga	А		0,011
In	А		0,011
Si			
P	Д	0,044	
As	Д	0,049	
Sb	Д	0,039	
B	А		0,045
Al	А		0,057
Ga	А		0,065
In	А		0,16
GaAs			
S	Д	0,006	
Se	Д	0,006	
Te	Д	0,03	
Sn	Д	0,006	
Si	Д	0,0058	
"	А		0,03
Zn	А		0,03
Cd	А		0,03
Fe	А		0,52
Cr	А		0,76

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / пер. с англ. 2-е изд. М. : Мир, 1984. Кн. 2. 456 с.
2. Милнс А. Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках / пер. с англ. М. : Мир, 1977. 564 с.

Аппроксимация интеграла Ферми–Дирака $F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{\varepsilon-\eta} + 1}$,

используемая при решении уравнения электронейтральности

а) при $\eta < -4,79$

$$F_{1/2}(\eta) = \exp(\eta);$$

б) при $-4,79 \leq \eta \leq 1$

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-3,884694 \times 10^{-1} + 7,906475 \times 10^{-1} \eta - 6,415925 \times 10^{-2} \eta^2 - \\ - 6,076698 \times 10^{-3} \eta^3 + 1,461132 \times 10^{-3} \eta^4 + 4,449378 \times 10^{-4} \eta^5 + 3,492837 \times 10^{-5} \eta^6);$$

в) при $1 < \eta \leq 20$

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-4,106179 \times 10^{-1} + 8,407204 \times 10^{-1} \eta - 1,050825 \times 10^{-1} \eta^2 + \\ + 9,362572 \times 10^{-3} \eta^3 - 5,147787 \times 10^{-4} \eta^4 + 1,553329 \times 10^{-5} \eta^5 - 1,956579 \times 10^{-7} \eta^6).$$

**Величины скачков дна зоны проводимости и потолка валентной зоны
в гетеропереходе GaAs/Al_xGa_{1-x}As**

x	$E_g, \text{эВ}$	$\chi^0, \text{эВ}$	$\Delta E_c^I, \text{эВ}$	$\Delta E_v^I, \text{эВ}$	$E_c - E_{LML}, \text{эВ}$	$\Delta E_c^{II}, \text{эВ}$	$\Delta E_v^{II}, \text{эВ}$	$\Delta E_c^{III}, \text{эВ}$	$\Delta E_v^{III}, \text{эВ}$
0,1	1,549	3,96	0,110	0,015	1,007	0,093	0,032	0,106	0,019
0,2	1,673	3,85	0,220	0,029	1,099	0,185	0,064	0,212	0,037
0,3	1,798	3,74	0,330	0,044	1,192	0,278	0,096	0,318	0,056
0,4	1,923	3,63	0,440	0,059	1,285	0,371	0,128	0,424	0,075
0,5*	1,998	3,57	0,500	0,074	1,328	0,414	0,160	0,481	0,094
0,6	2,026	3,56	0,514	0,088	1,324	0,410	0,192	0,490	0,112
0,7	2,058	3,54	0,528	0,106	1,324	0,410	0,224	0,503	0,131
0,8	2,092	3,53	0,542	0,126	1,326	0,412	0,256	0,518	0,150
0,9	2,128	3,51	0,556	0,148	1,330	0,416	0,288	0,536	0,168
1	2,168	3,50	0,570	0,174	1,338	0,424	0,320	0,557	0,187

* При $x \geq 0,5$ величины скачков ΔE_c представляют разность энергий X-минимумов зоны проводимости твердого раствора и Γ -минимума зоны проводимости арсенида галлия у гетерограницы.

Расчитанные величины скачков дна зоны проводимости и потолка валентной зоны в гетеропереходе $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$

y	x	$E_{g, \text{эВ}}$	$\chi^0, \text{эВ}$	$\Delta E_c^I, \text{эВ}$	$\Delta E_c^I, \text{эВ}$	$\Delta E_v^I, \text{эВ}$	$E_c - E_{LNL}, \text{эВ}$	$\Delta E_c^II, \text{эВ}$	$\Delta E_v^II, \text{эВ}$	$\Phi_6, \text{эВ}$	$\Delta E_c^III, \text{эВ}$	$\Delta E_v^III, \text{эВ}$
0,1	0,046	1,278	4,395	-0,005	0,077	0,152	0,569	0,061	0,011	0,504	0,002	0,070
0,2	0,091	1,208	4,390	-0,010	0,152	0,152	0,512	0,118	0,024	0,496	0,010	0,132
0,3	0,138	1,141	4,383	-0,017	0,226	0,226	0,460	0,170	0,039	0,484	0,022	0,187
0,4	0,184	1,077	4,376	-0,024	0,297	0,297	0,412	0,218	0,055	0,466	0,040	0,233
0,5	0,231	1,016	4,367	-0,033	0,367	0,367	0,369	0,261	0,073	0,444	0,062	0,272
0,6	0,278	0,957	4,358	-0,042	0,435	0,435	0,330	0,300	0,093	0,417	0,089	0,304
0,7	0,325	0,901	4,348	-0,052	0,501	0,501	0,295	0,335	0,114	0,384	0,122	0,327
0,8	0,372	0,848	4,336	-0,064	0,566	0,566	0,265	0,365	0,137	0,347	0,159	0,343
0,9	0,420	0,798	4,324	-0,076	0,629	0,629	0,240	0,390	0,162	0,305	0,201	0,352
1	0,468	0,750	4,311	-0,089	0,689	0,689	0,219	0,411	0,189	0,258	0,248	0,352

⊗ Отрицательные значения ΔE_c^I означают, что у гетерограницы дно зоны проводимости широкозонного полупроводника расположено ниже, чем узкозонного.

Зависимости величин энергетических зазоров от состава тройных твердых растворов при 300 К

Твердый раствор	$E_{g\Gamma} = E_{c\Gamma} - E_v, \text{эВ}$	$E_{gL} = E_{cL} - E_v, \text{эВ}$	$E_{gX} = E_{cX} - E_v, \text{эВ}$	Точки изменения типа энергетической структуры
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	$1,424 + 1,247x$ ($0 \leq x \leq 0,45$); $1,656 + 0,215x + 1,147x^2$ ($0,45 < x \leq 1$)	$1,708 + 0,642x$	$1,900 + 0,125x + 0,143x^2$	$x_{\Gamma X} = 0,45; E_g^{\Gamma X} = 1,985 \text{ эВ}$
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$	$0,722 + 1,129x + 0,368x^2$	$0,799 + 0,746x + 0,334x^2$	$1,03 + 0,53x + 0,06x^2$	$x_{\Gamma L} = 0,20; E_g^{\Gamma L} = 0,962 \text{ эВ};$ $x_{LX} = 0,61; E_g^{LX} = 1,377 \text{ эВ}$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,351 + 2,23x$	—	$2,20 + 0,35x - 0,1x^2$	$x_{\Gamma X} = 0,44; E_g^{\Gamma X} = 2,33 \text{ эВ}$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0,360 + 2,012x + 0,698x^2$	—	$1,83 + 0,298x + 0,04x^2$	$x_{\Gamma X} = 0,68; E_g^{\Gamma X} = 2,05 \text{ эВ}$
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172 + 1,621x + 0,43x^2$	—	—	(данные неизвестны)
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$	$1,351 + 0,643x + 0,786x^2$	—	$2,20 + 0,03x + 0,03x^2$	$x_{\Gamma X} = 0,73; E_g^{\Gamma X} = 2,239 \text{ эВ}$
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	$0,36 + 0,621x + 0,443x^2$	—	—	(не изменяется)
$\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$	$0,172 + 0,139x + 0,415x^2$	—	—	(не изменяется)
$\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$	$1,424 + 1,150x + 0,176x^2$	—	$1,90 + 0,02x + 0,34x^2$	$x_{\Gamma X} = 0,45; E_g^{\Gamma X} = 1,977 \text{ эВ}$
$\text{GaAs}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,722 - 0,502x + 1,2x^2$ ($0 \leq x \leq 0,38$ и $0,75 \leq x \leq 1$)	—	—	(не изменяется)
$\text{InP}_x\text{As}_{1-x}$	$0,360 + 0,891x + 0,101x^2$	—	—	(не изменяется)
$\text{InAs}_x\text{Sb}_{1-x}$	$0,18 - 0,41x + 0,58x^2$	—	—	(не изменяется)

1. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах / пер. с англ. М.: Мир, 1981. Т. 1. 229 с.; Т. 2. 364 с.

2. Adachi S. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications // J. Appl. Phys. 1985. V. 58, № 3. P. R1–R29.

Описание программы для решения уравнения электронейтральности

Программа для численного решения уравнения электронейтральности полупроводника в широких интервалах концентраций носителей заряда и температур составлена на языке QBasic для персональных компьютеров.

Программа составлена для полупроводника с одним типом минимумов в зоне проводимости, содержащего не более двух типов однозарядных донорных центров и не более двух типов однозарядных акцепторов. Совершенно условно один из донорных и один из акцепторных центров названы глубокими.

В блоке начального диалога (рис. 1) следует ввести относительные эффективные массы плотности состояний m_{nd}^*/m_0 и m_{pd}^*/m_0 (см. п. 1.2.1., формулы (1.12)–(1.15); п.1.2.2., формулы (1.25), (1.26) и приложение 2), концентрации доноров N_{d1} , N_{d2} , акцепторов N_{a1} , N_{a2} , энергии ионизации примесей ΔE_{d1} , ΔE_{d2} , ΔE_{a1} , ΔE_{a2} (см. формулы (1.34), (1.37) и приложение 3). Значения факторов вырождения донорных (g_{d1} , g_{d2}) и акцепторных (g_{a1} , g_{a2}) уровней следует вводить в соответствии с формулами (1.33) и (1.36). Кроме этих данных, указывается температура образца T в К и ширина его запрещенной зоны E_g при этой температуре.

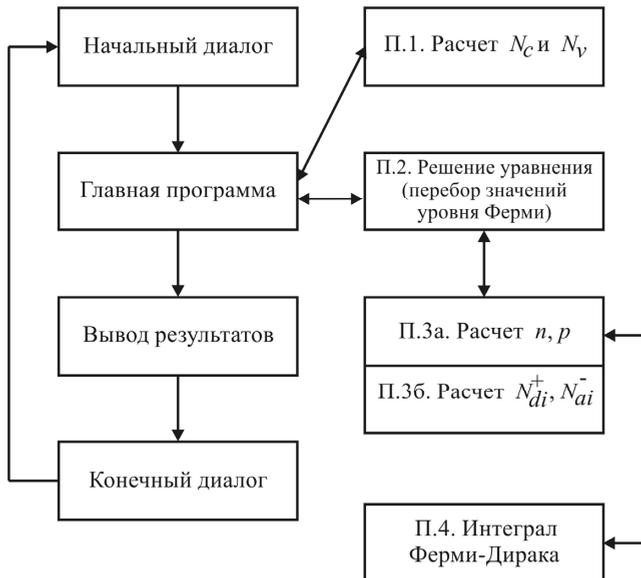


Рис. 1. Структура программы для решения уравнения электронейтральности

При необходимости в главную программу можно ввести блок расчета ширины запрещенной зоны конкретного полупроводника при данной температуре или заданном составе (для твердого раствора).

В подпрограмме 1 рассчитываются эффективные плотности состояний N_c и N_v в разрешенных зонах.

Решение уравнения производится в подпрограмме 2. Начальное для расчетов положение уровня Ферми F задается высоко в зоне проводимости, затем его значение начинает уменьшаться с постоянным шагом ΔF . При каждом значении F с помощью подпрограмм 3 и 4 рассчитываются и сравниваются левая и правая части уравнения (1.43). Как только левая часть уравнения электронейтральности (1.43) (т.е. сумма концентраций дырок и заряженных доноров) становится больше правой части (суммы концентраций электронов и заряженных акцепторов), происходит возврат к предыдущему шагу, и далее значение шага ΔF уменьшается в 10 раз. Так продолжается до достижения необходимой точности (т.е. достаточной малости значения ΔF).

В подпрограмме 3а рассчитываются концентрации свободных электронов и дырок при заданном положении уровня Ферми. Расчет возможен для произвольной степени вырождения полупроводника (см. формулы (1.10) и (1.23)). Для вычисления значений интеграла Ферми–Дирака в подпрограмме 4 используется аппроксимация, представленная в приложении 4. Сравнение значений интеграла, полученных с использованием данной аппроксимации, с табличными значениями из работ [3, 4] показало, что относительная погрешность аппроксимации не превышает 0,13% (при $\eta = 18$).

Концентрации ионизованных примесей рассчитываются по формулам (1.33) и (1.36) в подпрограмме 3б.

В блоке вывода результатов, помимо исходных данных, выводятся положение уровня Ферми $E_c - F$ (и $F - E_v$), концентрации электронов n , дырок p , концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике (n_i) при данной температуре, концентрации ионизованных примесей N_{d1}^+ , N_{d2}^+ , N_{a1}^- , N_{a2}^- .

В блоке конечного диалога предусмотрена возможность повторения расчетов при частичном изменении параметров: температуры, характеристик одной или двух примесей.

Примеры использования программы для решения ряда практических задач представлены в подразделе 1.4.

Глоссарий

- P–n-переход* – переходная барьерная область, возникающая на границе полупроводников *p*- и *n*-типов (см. подраздел 4.1).
- P–n-переход плавный*, или *линейный*, – идеализированная модель, в которой предполагается, что переход возникает в результате пересечения строго линейных профилей концентраций доноров и акцепторов (см. подраздел 4.3).
- P–n-переход резкий*, или *ступенчатый*, – идеализированная модель *p–n-перехода*, в которой предполагается, что на границе *p*- и *n*-полупроводников тип примеси скачком изменяется с акцепторной на донорную, а в объеме *p*- и *n*- областей концентрации примесей от координаты не зависят (см. подраздел 4.2).
- Барьер Шоттки* – потенциальный барьер для носителей заряда, возникающий на границе металла с полупроводником и обладающий выпрямляющими свойствами (см. п. 7.5.2). Часто барьером Шоттки называют и всю структуру выпрямляющего контакта металла с полупроводником.
- Варизонный полупроводник* – полупроводник, у которого вследствие изменения химического состава ширина запрещенной зоны монотонно изменяется вдоль некоторого направления (см. п. 5.5.1).
- Внешний квантовый выход* η_e – отношение количества фотонов N_ϕ , излученных диодом в единицу времени, к количеству носителей заряда N_z , прошедших через *p–n*-переход за это же время (см. подраздел 9.2).
- Внутренний квантовый выход люминесценции* η_i – доля носителей заряда, рекомбинирующих с излучением фотонов (см. п. 3.2.6).
- Гетеропереход* – барьерная область, возникающая на контакте двух различных полупроводников (см. подраздел 5.1).
- Гетеропереход анизотипный* – гетеропереход между полупроводниками с проводимостью различного типа, т.е. *p–N*- или *P–n*- гетеропереход (см. подраздел 5.1).
- Гетеропереход изотипный* – гетеропереход между полупроводниками одного типа проводимости (*n–N*- или *p–P*-гетеропереход) (см. подраздел 5.1).
- Инжекционный лазер* – полупроводниковый оптоэлектронный прибор, генерирующий оптическое излучение, когерентное во времени и

- в пространстве, в котором возбуждение осуществляется за счет инжекции электронов и дырок в активную область (см. раздел 11.).
- Инжекция* (**injection** – впрыскивание, введение) – введение неосновных носителей в некоторую область полупроводниковой структуры (см. подраздел 4.4).
- Квантовая эффективность фотодиода* – величина, равная отношению количества носителей заряда, давших вклад в фототок, к числу фотонов, упавших на фотодиод за это же время (см. п. 7.4.1).
- Люминесценция* – избыточное по отношению к температурному излучение тела, обладающее конечной длительностью, значительно превышающей период световых колебаний (см. подраздел 3.1).
- Полупроводники* – класс веществ, электрическая проводимость которых существенно зависит от наличия в веществе атомов посторонних химических элементов, температуры, освещения и других внешних воздействий.
- Светодиод* – оптоэлектронный полупроводниковый прибор с *p-n*-переходом, преобразующий электрическую энергию в энергию оптического излучения в видимой, инфракрасной или ультрафиолетовой областях спектра. (см. разделы 9 и 10).
- Собственный полупроводник* – идеализированный полупроводник, в котором не содержится примесей посторонних химических элементов и дефектов кристаллической структуры (см. п. 1.3.1).
- Собственная концентрация n_i* – концентрация электронов (а также равная ей концентрация дырок p_i), которая бы существовала в данном полупроводнике при данной температуре T в отсутствии примесей посторонних химических элементов и дефектов структуры (см. п. 1.3.1).
- Солнечный элемент* – см. «Фотозлектрический преобразователь».
- Твердый раствор* – твердая однофазная система, образованная не менее, чем двумя компонентами, состав которой может изменяться в некоторых пределах (см. подраздел 6.4).
- Уровень Ферми* – положение воображаемого энергетического уровня, вероятность заполнения электронами которого была бы равна 1/2. Характеризует равновесные концентрации носителей заряда в полупроводнике (см. подраздел 1.3).
- Фотодиод* – полупроводниковый диод с потенциальным барьером, предназначенный для обнаружения и / или измерения параметров оптического излучения (см. раздел 7).

Фотодиод лавинный (ЛФД) – фотодиод, в котором имеет место внутреннее усиление сигнала за счет лавинного умножения фототока (см. п. 7.5.4 и 7.5.5).

Фотоэлектрический преобразователь (ФЭП) – полупроводниковый диод, предназначенный для преобразования солнечной энергии в электрическую (см. раздел 8).

Ширина запрещенной зоны E_g – фундаментальная характеристика полупроводника, равная минимальной энергии, необходимой для образования пары свободных носителей заряда – электрона и дырки.

Экситон – устойчивая система из электрона и дырки, связанных силами кулоновского притяжения (см. п. 3.2.2).

Экстракция (**extraction** – извлечение) – извлечение неосновных носителей заряда из некоторого объема полупроводниковой структуры (см. подраздел 4.4).

ОСНОВНЫЕ СОКРАЩЕНИЯ И УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- ВАХ – вольт-амперная характеристика;
- ОПЗ – область пространственного заряда;
- АМ – атмосферная (воздушная) масса;
- A_{p-n} – площадь $p-n$ -перехода фотодиода;
- $A_{\text{фд}}$ – площадь освещаемой поверхности фотодиода;
- a – градиент разностной концентрации примесей в плавном $p-n$ -переходе (раздел 4);
- период решетки кристалла полупроводника;
- C_{p-n} – емкость $p-n$ -перехода;
- $c = 2,998 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме;
- D_n – коэффициент диффузии электронов;
- D_p – коэффициент диффузии дырок;
- D^* – удельная обнаружительная способность фотодиода;
- d – ширина области пространственного заряда;
- толщина активной области инжекционного лазера (раздел 11);
- d_n – ширина области пространственного заряда в полупроводнике n -типа;
- d_p – ширина области пространственного заряда в полупроводнике p -типа;
- \mathcal{E} – напряженность электрического поля;
- E – энергия электрона;
- E_a – энергия электрона на акцепторном уровне;
- $\Delta E_a = (E_a - E_v)$ – энергия ионизации акцептора;
- E_c – дно зоны проводимости;
- ΔE_c – величина разрыва дна зоны проводимости на гетерогранице;
- E_d – энергия электрона на донорном уровне;

- $\Delta E_d = (E_c - E_d)$ – энергия ионизации донора;
 E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника;
 E_v – потолок валентной зоны;
 ΔE_v – величина разрыва потолка валентной зоны на гетерогранице;
 $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл – элементарный заряд;
 F – уровень Ферми в полупроводнике;
 F_i – уровень Ферми в собственном полупроводнике;
 f_n – вероятность заполнения энергетического уровня электроном (функция Ферми–Дирака);
 $f_p = (1 - f_n)$ – вероятность заполнения энергетического уровня дыркой;
 g – темп внешней генерации;
– линейный коэффициент усиления в активной области лазера (раздел 11);
 g_a – фактор спинового вырождения акцепторного уровня;
 g_d – фактор спинового вырождения донорного уровня;
 $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка;
 $\hbar = h/2\pi = 1,0546$ Дж·с – приведенная постоянная Планка;
 $h\nu$ – энергия фотона;
 $h\nu_m$ – энергия фотона в максимуме спектра излучения;
 I – величина электрического тока;
 I_ϕ – фототок;
 $I_{кз}$ – ток короткого замыкания фотодиода;
 $I_{пор}$ – пороговый ток инжекционного лазера;
 I_v – сила света;
 J – плотность электрического тока;
 $J_{пор}$ – плотность порогового тока инжекционного лазера;
 J_ϕ – плотность фототока;

- J_n, J_p – электронная и дырочная компоненты плотности тока;
- J_s – плотность тока насыщения;
- $k = 1,3807 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана;
- \mathbf{k} – волновой вектор электрона или дырки;
- L – длина резонатора инжекционного лазера;
- L_n – диффузионная длина электронов;
- L_p – диффузионная длина дырок;
- $l_{\text{эф}} = 1/\alpha$ – эффективная глубина проникновения света в полупроводник;
- m_0 – масса свободного электрона;
- m_n^* – эффективная масса электрона в зоне проводимости;
- m_p^* – эффективная масса дырки в валентной зоне;
- m_{nd}^* – эффективная масса плотности состояний для электронов;
- m_{pd}^* – эффективная масса плотности состояний для дырок;
- m_l^* – продольная эффективная масса электрона в побочном минимуме энергий зоны проводимости;
- m_t^* – поперечная эффективная масса электрона в побочном минимуме энергий зоны проводимости;
- N_a – полная концентрация атомов акцепторной примеси в полупроводнике;
- N_a^- – концентрация однозарядных ионов акцепторной примеси в полупроводнике;
- N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости полупроводника;
- N_d – полная концентрация атомов донорной примеси в полупроводнике;
- N_d^0 – концентрация нейтральных атомов донорной примеси в полупроводнике;

- N_d^+ – концентрация однозарядных ионов донорной примеси в полупроводнике;
- N_t – концентрация центров рекомбинации в области пространственного заряда;
- N_v – эффективная плотность состояний в валентной зоне полупроводника;
- n – концентрация свободных электронов;
- n_n – показатель преломления полупроводника;
- n_i – собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике;
- n_n – концентрация электронов в n -области p – n -перехода;
- n_p – концентрация электронов в p -области;
- n_0 – равновесная концентрация свободных электронов;
– показатель преломления воздуха;
- Δn – избыточная концентрация электронов;
- P – плотность потока излучения;
- $P_{\text{изл}}$ – мощность, излучаемая диодом;
- P_A – поток излучения, падающий на приемную площадку фотодиода;
- P_v – световой поток;
- P_v – спектральная плотность потока излучения;
- p – концентрация свободных дырок;
- p_n – концентрация дырок в n -области;
- p_p – концентрация дырок в p -области p – n -перехода;
- p_0 – равновесная концентрация свободных дырок;
- Δp – избыточная концентрация дырок;
- R – коэффициент отражения оптического излучения;
- R_n – величина сопротивления нагрузки диода;

- Q – коэффициент собирания (разделения) фотоносителей p - n -переходом;
- r – темп (скорость) рекомбинации;
- r_6 – темп безызлучательной рекомбинации;
- $r_{и}$ – темп излучательной рекомбинации;
- $S_{л\lambda}$ – токовая монохроматическая чувствительность фотодиода;
- S_{p-n} – площадь p - n -перехода;
- s_p – скорость рекомбинации носителей заряда на поверхности p -области;
- T – термодинамическая (абсолютная) температура;
- U – внешнее смещение;
- $U_{к}$ – контактная разность потенциалов в p - n -переходе;
- $U_{к1}$ – контактная разность потенциалов в ОПЗ первого полупроводника гетеропары;
- $U_{к2}$ – контактная разность потенциалов в ОПЗ второго полупроводника гетеропары;
- $U_{хх}$ – фотоэдс холостого хода;
- W_p – толщина p -области диода;
- x – координата в полупроводниковой структуре;
 – доля атомов элемента в подрешетке кристалла твердого раствора;
- y – доля атомов элемента в подрешетке кристалла твердого раствора;
- α – линейный коэффициент поглощения оптического излучения;
- β – квантовый выход внутреннего фотоэффекта;
 – удельное усиление в инжекционном лазере (раздел 11);
- Γ – коэффициент оптического ограничения в лазерном диоде;
- $\gamma_{инж}^{n(p)}$ – эффективность инжекции электронов (дырок);
- ε – относительная диэлектрическая проницаемость;

- $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ – электрическая постоянная;
 η – квантовая эффективность фотодиода;
 η_c – внутренний спектральный отклик фотопреобразователя;
 η_e – внешний квантовый выход светодиода;
 η_i – внутренний квантовый выход люминесценции;
 η_0 – коэффициент вывода излучения из диода;
 $\theta_{кр}$ – критический угол полного внутреннего отражения;
 λ – длина волны оптического излучения;
 λ_g – длина волны, соответствующая ширине запрещенной зоны полупроводника;
 λ_m – длина волны в максимуме спектра излучения;
 μ_n – подвижность электронов в полупроводнике;
 μ_p – подвижность дырок в полупроводнике;
 ρ – плотность объемного заряда в полупроводнике;
 σ_n – удельная проводимость n -области;
 σ_p – удельная проводимость p -области;
 τ_n – время жизни электронов;
 τ_p – время жизни дырок;
 Φ – плотность потока фотонов
 Φ_b – высота барьера Шоттки для электронов;
 Φ_k – равновесная высота потенциального барьера в p - n -переходе;
 Φ_v – спектральная плотность потока фотонов;
 χ – термодинамическая работа выхода электрона из полупроводника;
 χ^0 – энергия электронного сродства

ЛИТЕРАТУРА

Литература к разделу 1

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников. 4-е изд. СПб. : Лань, 2010. 400 с.
2. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. 2-е изд. М. : Наука, 1990. 688 с.
3. Блекмор Дж. Статистика электронов в полупроводниках / пер. с англ. М. : Мир, 1964. 392 с.
4. Фистуль В.И. Сильно легированные полупроводники. М. : Наука, 1967. 416 с.
5. Blakemore J.S. Approximations for Fermi-Dirac integrals, especially the function $F_{1/2}(\eta)$ used to describe electron density in a semiconductor // Solid-State Electronics. 1982. V. 25, № 11. P. 1067–1076.
6. Abidi S.T.H., Mohammad S. Noor. Approximation for the Fermi-Dirac integral with applications to degenerately doped solar cells and other semiconductor devices // Journal of Applied Physics. 1984. V. 56, № 11. P. 3341–3343.

Литература к разделу 2

1. Шалимова К.В. Физика полупроводников. 4-е изд. СПб. : Лань, 2010. 400 с.
2. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника / пер. с англ. М. : Мир, 1976. 432 с.
3. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. 2-е изд. М. : Наука, 1990. 688 с.

Литература к разделу 3

1. Пихтин А.Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники. М. : Высшая школа, 1983. 304 с.
2. Излучательная рекомбинация в полупроводниках : сб. статей / под ред. Я.Е. Покровского. М. : Наука, 1972. 304 с.
3. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника / пер. с англ. М. : Мир, 1976. 432 с.

4. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках / пер. с англ. М. : Мир, 1973. 456 с.

5. Арсенид галлия. Получение, свойства и применение. М. : Наука, 1973. 472 с.

Литература к разделу 4

1. Гаман В.И. Физика полупроводниковых приборов: учебное пособие. 2-е изд. Томск : Изд-во НТЛ, 2000. 426 с.

2. Зи. С.М. Физика полупроводниковых приборов / пер. с англ. 2-е изд. М.: Мир, 1984. Кн. 1. 456 с.

3. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов: учебное пособие для студентов вузов. М. : Физматлит, 2008. 488 с.

4. Гуртов В.А. Твердотельная электроника. М. : Техносфера, 2005. 408 с.

5. Morgan T.N. Recombination by tunneling in electroluminescent diodes // *Physical Review*. 1966. V. 148, № 2. P. 890–903.

6. Vincent G., Chantre A, Bois D. Electric field effect on the thermal emission of traps in semiconductor junctions // *Journal of Applied Physics*. 1979. V. 50, № 8. P. 5484–5487.

Литература к разделу 5

1. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / пер. с англ. М. : Мир, 1975. 432 с.

2. Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы / пер. с англ. М. : Советское радио, 1979. 232 с.

3. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах / пер. с англ. М. : Мир, 1981. Т. 1. 299 с.; Т. 2. 364 с.

4. Современные проблемы полупроводниковой фотоэнергетики / под ред. Т. Коутса, Дж. Микина ; пер. с англ. М. : Мир, 1988. 307 с.

5. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы. Теория и эксперимент / пер. с англ. М. : Энергоатомиздат, 1987. 280 с.

6. Гауэр Дж. Оптические системы связи / пер. с англ. М. : Радио и связь, 1989. 504 с.

7. Алферов Ж.И. Двойные гетероструктуры: концепция и применение в физике, электронике и технологии (Нобелевская лекция) // *Успехи физических наук*. 2002. Т. 172, № 9. С. 1068–1086.

8. Бехштедт Ф., Эндерлайн Р. Поверхности и границы раздела полупроводников / пер. с англ. М. : Мир, 1990. 488 с.

9. Брудный В.Н., Гриняев С.Н. Локальная электронейтральность и закрепление химического потенциала в твердых растворах соединений III–V: границы раздела, радиационные эффекты // Физика и техника полупроводников. 1998. Т. 32, № 3. С. 315–318.

10. Андреев В.М., Долгинов Л.М., Третьяков Д.Н. Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов. М. : Советское радио, 1975. 328 с.

11. Lee S.C., Pearson G.L. Dark current reduction in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ –GaAs heterojunction diodes // Journal of Applied Physics. 1981. V. 52, № 1. P. 275–278.

12. Ильин В.И., Мусихин С.Ф., Шик А.Я. Варизонные полупроводники и гетероструктуры. СПб. : Наука, 2000. 100 с.

13. Пека Г.П., Коваленко В.Ф., Смоляр А.Н. Варизонные полупроводники. Киев : Вища школа, 1989. 250 с.

14. Мартинес-Дуарт Дж., Мартин-Палма Р.Дж., Агулло-Руеда Ф. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / пер. с англ. 2-е изд. М. : Техносфера, 2009. 368 с.

15. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов: учебное пособие для студентов вузов. М. : Физматлит, 2008. 488 с.

Литература к разделу 6

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / пер. с англ. 2-е изд. М. : Мир, 1984. Кн. 2. 456 с.

2. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники: учебник для студ. вузов. 3-е изд. СПб. : Лань, 2001. 368 с.

3. Широкозонные полупроводники: учебное пособие для студентов вузов / под общ. ред. В.И. Ильина, А.Я. Шика. СПб. : Наука, 2001. 125 с.

4. Orton J.W, Foxon C.T. Group III nitride semiconductors for short wavelength light-emitting devices // Reports on Progress in Physics. 1998. V. 61. P. 1–75.

5. Шуберт Ф. Светодиоды / пер. с англ. 2-е изд. М. : Физматлит, 2008. 496 с.

6. Adachi S. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications // Journal of Applied Physics. 1985. V. 58, № 3. P. R1–R29.

7. Абдуллаев А., Агафонов В.Г., Андреев В.М. и др. Зависимость эффективности излучательных переходов от состава для прямых твер-

дых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ n - и p -типа // Физика и техника полупроводников. 1977. Т. 11, № 3. С. 481–487.

8. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах / пер. с англ. М. : Мир, 1981. Т. 1. 299 с.; Т. 2. 364 с.

9. Pereira S., Correia M.R., T. Monteiro T. et al. Compositional dependence of the strain-free optical band gap in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ layers // Applied Physics Letters. 2001. V. 78, № 15. P. 2137–2139.

10. Jain S.C., Willander M., Narayan J. et al. III–nitrides: Growth, characterization, and properties // Journal of Applied Physics. 2000. V. 87, № 3. P. 965–1006.

Литература к разделу 7

1. Гаман В.И. Физика полупроводниковых приборов: учебное пособие. 2-е изд. Томск : Изд-во НТЛ, 2000. 426 с.

2. Рогальский А. Инфракрасные детекторы / пер. с англ. Новосибирск : Наука, 2003. 636 с.

3. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / пер. с англ. 2-е изд. М.: Мир, 1984. Кн. 2. 456 с.

4. Гауэр Дж. Оптические системы связи / пер. с англ. М. : Радио и связь, 1989. 504 с.

5. Милнс А., Фойхт Д. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник / пер. с англ. М. : Мир, 1975. 432 с.

6. Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы / пер. с англ. М. : Советское радио, 1979. 232 с.

7. Техника оптической связи: Фотоприемники / под ред. У. Тсанга ; пер. с англ. М. : Мир, 1988. 526 с.

8. Полупроводниковые фотоприемники: Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра. М. : Радио и связь, 1984. 216 с.

9. Мартынов В.Н., Кольцов Г.И. Полупроводниковая оптоэлектроника: учебное пособие для вузов. М. : МИСИС, 1999. 400 с.

10. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника / пер. с франц. М. : Техносфера, 2006. 589 с.

Литература к разделу 8

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / пер. с англ. 2-е изд. М. : Мир, 1984. Кн. 2. 456 с.

2. Гаман В.И. Физика полупроводниковых приборов: учебное пособие. 2-е изд. Томск : Изд-во НТЛ, 2000. 426 с.

3. Августимов В.Л., Белоусова Т.Н., Власкина С.И. и др. Современное состояние фотопреобразования энергии с использованием кремниевых солнечных элементов (обзор) // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. 1995. Вып. 30. С. 120–154.

4. Мартынов В.Н., Кольцов Г.И. Полупроводниковая оптоэлектроника: учебное пособие для вузов. М. : МИСИС, 1999. 400 с.

5. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Румянцев В.Д. Тенденции и перспективы развития солнечной фотоэнергетики // Физика и техника полупроводников. 2004. Т. 38, № 8. С. 937–948.

6. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов: учебное пособие для студентов вузов. М. : Физматлит, 2008. 488 с.

7. Marti A., Cuadra L., Lopez N., Luque A. Intermediate band solar cells: comparison with Shockley-Read-Hall recombination // Физика и техника полупроводников. 2004. Т. 38, № 8. С. 985–987.

Литература к разделу 9

1. Коган Л.М. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. М. : Энергоатомиздат, 1983. 208 с.

2. Шуберт Ф. Светодиоды / пер. с англ. 2-е изд. М. : Физматлит, 2008. 496 с.

3. Гауэр Дж. Оптические системы связи / пер. с англ. М. : Радио и связь, 1989. 504 с.

4. Коган Л.М. Полупроводниковые светодиоды: современное состояние // Светотехника. 2000. № 6. С. 11–15.

5. Алфёров Ж.И., Андреев В.М., Гарбузов Д.З. и др. 100% внутренний квантовый выход излучательной рекомбинации в трёхслойных гетеросветодиодах на основе системы AlAs–GaAs // Физика и техника полупроводников. 1975. Т. 9, № 3. С. 462–469.

Литература к разделу 10

1. Narukawa Y., Ichikawa M., Sanga D. et al. White light emitting diodes with super-high luminous efficacy // Journal of Physics D: Applied Physics. 2010. V. 43. P. 354002.

2. Юнович А.Э. Свет из гетеропереходов // Природа. 2001. № 6. С. 38–46.

3. Шуберт Ф. Светодиоды / пер. с англ. 2-е изд. М. : Физматлит, 2008. 496 с. (см. также: URL: <http://www.ecse.rpi.edu/~schubert/Light-Emitting-Diodes-dot-org>).
4. Bulashevich K.A., Karpov S.Yu., Suris R.A. Analytical model for the quantum-confined Stark effect including electric field screening by non-equilibrium carriers // *Physica status solidi (b)*. 2006. V. 243, № 7. P. 1625–1629.
5. Orton J.W., Foxon C.T. Group III nitride semiconductors for short wavelength light-emitting devices // *Reports on Progress in Physics*. 1998. V. 61. P. 1–75.
6. Никифоров С. Светодиоды с кристаллами от SemiLEDs «под микроскопом». URL: <http://www.rlocman.ru/review/article.html?di=64153>
7. Бочкарева Н.И., Вороненков В.В., Горбунов Р.И. и др. Туннельная инжекция и энергетическая эффективность светодиодов на основе InGaN/GaN // *Физика и техника полупроводников*. 2013. Т. 47, № 1. С. 129–136.
8. Бочкарева Н.И., Вороненков В.В., Горбунов Р.И. и др. Механизм падения эффективности GaN-светодиодов с ростом тока // *Физика и техника полупроводников*. 2010. Т. 44, № 6. С. 822–828.
9. Yen-Kuang Kuo, Tsun-Hsin Wang, Jih-Yuan Chang et al. Advantages of InGaN light-emitting diodes with GaN-InGaN-GaN barriers // *Applied Physics Letters*. 2011. V. 99. P. 091107-1–3.
10. Прудяев И.А., Голыгин И.Ю., Ширапов С.Б. и др. Влияние температуры на механизм инжекции носителей в светодиодах на основе множественных квантовых ям InGaN/GaN // *Физика и техника полупроводников*. 2013. Т. 47, № 10. С. 1391–1395.
11. Krestnikov I.L., Ledentsov N.N., Hoffmann A. et al. Quantum dot origin of luminescence in InGaN-GaN structures // *Physical Review*. B. 2002. V. 66. P. 155310.
12. O'Donnell K.P., Pereira S., Martin R.W. Wishful physics – some common misconceptions about InGaN // *Physica status solidi*. (a). 2003. V. 195, № 3. P. 532–536.
13. Золина К.Г., Кудряшов В.Е., Туркин А.Н., Юнович А.Э. Спектры люминесценции голубых и зеленых светодиодов на основе многослойных гетероструктур InGaN/AlGaIn/GaN с квантовыми ямами // *Физика и техника полупроводников*. 1997. Т. 31, № 9. С. 1055–1061.
14. Бадгутдинов М.Л., Юнович А.Э. Спектры излучения гетероструктур с квантовыми ямами типа InGaN/AlGaIn/GaN: модель двумерной комбинированной плотности состояний // *Физика и техника полупроводников*. 2008. Т. 42, № 4. С. 438–446.

15. Кудряшов В.Е., Мамакин С.С., Туркин А.Н. и др. Спектры и квантовый выход излучения светодиодов с квантовыми ямами на основе гетероструктур из GaN – зависимость от тока и напряжения // Физика и техника полупроводников. 2001. Т. 35, № 7. С. 861–868.

16. Бер Б.Я., Богданова Е.В., Грешнов А.А. и др. Влияние уровня легирования кремнием и характера наноструктурной организации на падение с током внешней квантовой эффективности InGaN/GaN-светодиодов // Физика и техника полупроводников. 2011. Т. 45, № 3. С. 425–431.

17. Ni X., Li X., Lee J. et al. Pivotal role of ballistic and quasi-ballistic electrons on LED efficiency // Superlattices and Microstructures. 2010. V. 48. P. 133–153.

18. Ni X., Li X., Lee J. et al. Hot electron effects on efficiency degradation in InGaN light emitting diodes and designs to mitigate them // Journal of Applied Physics. 2010. V. 108. P. 033112.

19. Shen Y.C., Mueller G.O., Watanabe S. Auger recombination in InGaN measured by photoluminescence // Applied Physics Letters. 2007. V. 91. P. 141101.

20. Gardner N.F., Müller G.O., Shen Y.S. et al. Blue-emitting InGaN–GaN double-heterostructure light-emitting diodes reaching maximum quantum efficiency above 200 A/cm² // Applied Physics Letters. 2007. V. 91. P. 243506.

21. Бочкарева Н.И., Вороненков В.В., Горбунов Р.И. и др. Влияние хвостов локализованных состояний в InGaN на уменьшение эффективности GaN-светодиодов с ростом плотности тока // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 8. С. 1054–1062.

22. Бадгутдинов Б.Л., Коробов Е.В., Лукьянов Ф.А. Спектры люминесценции, эффективность и цветовые характеристики светодиодов белого свечения на основе *p-n*-гетероструктур InGaN/GaN, покрытых люминофорами // Физика и техника полупроводников. 2006. Т. 40, № 6. С. 758–763.

Литература к разделу 11

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов / пер. с англ. 2-е изд. М.: Мир, 1984. Кн. 2. 456 с.

2. Мартынов В.Н., Кольцов Г.И. Полупроводниковая оптоэлектроника : учебное пособие для вузов. М. : МИСИС, 1999. 400 с.

3. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах / пер. с англ. М. : Мир, 1981. Т. 1. 299 с.; Т. 2. 364 с.

4. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов: учебное пособие для студентов вузов. М. : Физматлит, 2008. 488 с.
5. Алферов Ж.И. Двойные гетероструктуры: концепция и применение в физике, электронике и технологии (Нобелевская лекция) // Успехи физических наук. 2002. Т. 172, № 9. С. 1068–1086.
6. Мартинес-Дуарт Дж., Мартин-Палма Р.Дж., Агулло-Рueda Ф. Нанотехнологии для микро- и оптоэлектроники / пер. с англ. 2-е изд. М. : Техносфера, 2009. 368 с.
7. Малеев Н.А., Кузьменков А.Г., Жуков А.Е. и др. Конструкция и технология изготовления матриц вертикально-излучающих лазеров // Физика и техника полупроводников 2005. Т. 39, № 4. С. 487–491.
8. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника / пер. с франц. М. : Техносфера, 2006. 589 с.

Учебное издание

Валерий Петрович Гермогенов

**МАТЕРИАЛЫ, СТРУКТУРЫ И ПРИБОРЫ
ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ОПТОЭЛЕКТРОНИКИ**

Учебное пособие

Редактор К.Г. Шилько
Корректор А.Н. Воробьева
Компьютерная верстка А.И. Лелююр
Обложка Л.Д. Кривцова

Подписано к печати 22.07.2015 г. Формат 60×84¹/₈.

Бумага для офисной техники. Гарнитура Times.

Усл. печ. л. 22,1.

Тираж 100 экз. Заказ № 837.

Отпечатано на оборудовании
Издательского Дома

Томского государственного университета

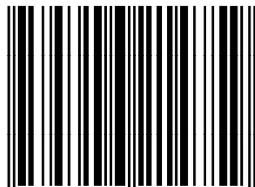
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Тел. 8+(382-2)-53-15-28

Сайт: <http://publish.tsu.ru>

E-mail: rio.tsu@mail.ru

ISBN 978-5-94621-475-9



9 785946 214759