



МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования

«ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
Физический факультет

РАБОЧАЯ ПРОГРАММА ДИСЦИПЛИНЫ

**ФИЗИКА P-N ПЕРЕХОДОВ И ПОВЕРХНОСТНО-БАРЕРЬНЫХ
СТРУКТУР**

Кафедра экспериментальной физики

Образовательная программа
11.03.04- Электроника и микроэлектроника

Профили подготовки:
Микроэлектроника и твердотельная электроника

Уровень высшего образования
Бакалавриат

Форма обучения:
Очная

Статус дисциплины:
Вариативная

Махачкала 2017


Рабочая программа дисциплины составлена в соответствии с требованиями ФГОС ВО по направлению подготовки 11.03.04- Электроника и наноэлектроника, профиль подготовки: микроэлектроника и твердотельная электроника (уровень: бакалавриата) - Приказ Минобрнауки России от 12.03.2015 №218.

Разработчик (и): кафедра экспериментальной физики, Курбанов М.К., к.ф.-м.н., профессор

Рабочая программа дисциплины одобрена: на заседании кафедры экспериментальной физики от «30» марта 2017г., протокол № 8

Зав. кафедрой —  Садыков С.А.

на заседании Методической комиссии физического факультета от «30» марта 2017г., протокол № 7.

Председатель —  Мурлиева Ж.Х.

Рабочая программа дисциплины согласована с учебно-методическим управлением

«3» апреля 2017г.  Гасангаджиева А.Г.

СОДЕРЖАНИЕ

I. Рабочая программа дисциплины

- 1.1. Цели освоения дисциплины
- 1.2. Место дисциплины в структуре ООП бакалавриата
- 1.3. Компетенции обучающегося, формируемые в результате освоения дисциплины.
- 1.4. Структура и содержание дисциплины.
- 1.5. Образовательные технологии.
- 1.6. Учебно-методическое обеспечение самостоятельной работы студентов.
Оценочные средства для текущего контроля успеваемости, промежуточной аттестации по итогам освоения дисциплины.
- 1.7. Учебно-методическое и информационное обеспечение дисциплины.
- 1.8. Материально-техническое обеспечение дисциплины.

II. Материалы, устанавливающие содержание и порядок изучения дисциплины.

- 2.1. Распределение часов по темам и видам учебной работы
- 2.2. Содержание курса
- 2.3. Лабораторные работы с методическими указаниями для студентов.
- 2.4. Экзаменационные вопросы для итогового контроля
- 2.5. Методические рекомендации для преподавателя

I. Рабочая программа дисциплины

1.1. Цели освоения дисциплины

Содержание дисциплины направлено на ознакомление студентов с физическими процессами, происходящими в электрических переходах в полупроводниках, на контакте металл-полупроводник и в гетеропереходах, являющихся основой многих приборов и устройств электроники и микроэлектроники.

Главное внимание уделяется выработке понимания физики и умения математически описать процессы, происходящие в р-п-переходах, поверхностно-барьерных структурах, находящихся в равновесных и неравновесных состояниях, а также освоению методов корректного расчета их параметров.

В лабораторном практикуме студенты должны закрепить полученные знания и овладеть методами экспериментального изучения характеристик р-п-переходов.

1.2. Место дисциплины в структуре ООП специалитета.

Дисциплина «Физика р-п переходов и поверхностно-барьерных структур» входит в цикл базовых дисциплин вариативной части. Основные требования к «входным» знаниям, умениям и готовностям обучающегося, необходимым при освоении данной дисциплины и приобретенным в результате освоения предшествующих дисциплин: знание основ высшей математики, основ общей физики, особенно разделов электричество, атомная физика. Для успешного освоения дисциплины «Физика р-п переходов и поверхностно-барьерных структур» студенты должны иметь знания по дисциплинам «Материалы электронной техники», «Теоретические основы электроники», «Физика твердого тела», в том числе «Физика полупроводников».

1.3. Компетенции обучающегося, формируемые в результате освоения дисциплины.

В результате изучения дисциплины студенты должны:

- Иметь ясное представление о типах электрических переходов, об их принципиальных отличиях, о физических процессах в р-п-переходах, находящихся в различных состояниях.
- Знать сходство и различия идеализированных и реальных р-п-переходов и барьеров Шоттки.
- Уметь рассчитать основные параметры р-п-переходов и барьеров Шоттки.
- Иметь представления об экспериментальных методах исследования р-п-переходов и поверхностно-барьерных структур.

1.4. Структура и содержание дисциплины.

4. Структура дисциплины.

4.1. Объем дисциплины составляет **4** зачетных единицы, **72** академических часа.

№	Наименование тем	Количество часов				Лит-ра
		Лекц.	Практ.	Сам.	Инд.	Номер
1.	Предмет дисциплины. Понятие о р-п-переходе	1				1,2
2.	Равновесное состояние о р-п-перехода.	2				1,3
3.	Неравновесное состояние о р-п-перехода.	2				1,3,
4.	Анализ идеализированного диода	1				1,2,3
5.	Вольт-амперная характеристика реального	1				1,2,3
6.	Пробой р-п-перехода.	1				1,6

7.	Частотные и импульсные свойства диода. Гетеропереходы	2				1,2
9	Понятие о барьере Шоттки, основные параметры барьера Шоттки	2				
10	Равновесное и неравновесное состояние барьера Шоттки	2				
11	Методы исследования р-п переходов и поверхностно – барьерных структур	2				
	Итого:	16	20	36		

1.4.2. Темы дисциплины объем модулей.

№	Содержание темы	Кол-во часов
Модуль 1		
1	Предмет дисциплины и ее задачи. Понятие о р-п-переходе. Определение и классификация р-п-переходов. Плавные, симметричные, несимметричные р-п-переходы. Структура р-п-перехода. Физический переход, металлургический переход.	4
2	Равновесное состояние р-п-перехода. Токи через р-п-переход в равновесном состоянии. Методика расчета параметров р-п-переходов. Расчет параметров ступенчатого р-п-перехода. Переход с линейным распределением примеси.	4
3	Неравновесное состояние р-п-перехода. Прямое и обратное включение р-п-перехода. Квазиуровни Ферми для электронов и дырок. Энергетические диаграммы неравновесного р-п-перехода. Граничные условия. Ширина р-п-перехода.	10
4	Анализ идеализированного диода. Модель идеализированного диода. Методика анализа ВАХ идеализированного диода. Распределение неосновных носителей заряда в квазинейтральных областях. ВАХ идеализированного диода. Тепловой ток. Температурная зависимость прямой ветви	8

5	Особенности ВАХ реального диода. Термогенерация и рекомбинация носителей заряда в р-п-переходе. Ток рекомбинации. Сопротивление базы. Характеристики диода при высоком уровне инжекции. ВАХ реального диода. Структура тока в базе диода.	6
Модуль 2		
6	Механизмы пробоя р-п-перехода. Тепловой пробой. Лавинный пробой. Туннельный пробой. Особенности лавинного и туннельного пробоя. Опорные диоды. Туннельные и обращенные диоды.	4
7	Частотно - импульсные свойства диода. Механизм инерционности диода. Барьерная емкость. Частотные свойства на малом переменном сигнале. Импульсные свойства диода. Процессы включения и выключения.	4
8	Гетеропереходы. Понятие идеального гетероперехода. Требования к материалам гетеропары. Изотипные и анизотипные гетеропереходы, их энергетические диаграммы. Эффекты односторонней инжекции и сверхинжекции в	8
Модуль 3		
9	Эффект Поля. Поверхность полупроводника. Контакт металл-полупроводник. Модель Шоттки. Зонные диаграммы. Идеализированная модель и поверхностные состояния. Объемный слой. Основные параметры барьера Шоттки	4
10	Равновесное и неравновесное состояние барьера Шоттки. Эффект Шоттки. Теория термоэлектронной эмиссии и туннелирования. Высота барьера различных полупроводников. Диоды Шоттки с охранными кольцами из р-п переходов. Применение диодов Шоттки	8
11	Методы исследования р-п переходов и поверхностно –барьерных структур. Метод вольтамперных характеристик. Метод вольтфарадных характеристик. Методы измерения высоты потенциального барьера. Метод энергии активации. Фотоэлектрический метод.	8

1.5. Образовательные технологии

В учебном процессе по дисциплине «Физика р-п переходов и поверхностно-барьерных структур» широко используются активные и интерактивные формы проведения занятий. Лекционные занятия проводятся

в аудитории 2-41, где имеется электронная проекционная доска и ноутбук. Во время лекций студентам демонстрируются видеofilмы о приборах с p-n – переходами, гетеропереходами, барьерами Шоттки, анимации сложных процессов, происходящих в p-n – переходах, гетеропереходах, барьерах Шоттки. Демонстрируются технологические процессы формирования, внешний вид, электрофизические характеристики и многое другое.

Также предусмотрены встречи студентов с учеными ДЦН РАН – специалистами в области физики и технологии полупроводниковых приборов.

Удельный вес занятий, проводимых в интерактивных формах, с использованием современных компьютерных средств обучения и демонстрации в учебном процессе составляет не менее 50% лекционных занятий.

1.6. Учебно-методическое обеспечение самостоятельной работы студентов.

Оценочные средства для текущего контроля успеваемости, промежуточной аттестации по итогам освоения дисциплины.

Контроль освоения студентом дисциплины осуществляется в рамках модульно-рейтинговой системы в ДМ, включающих текущую, промежуточную и итоговую аттестации.

По результатам текущего и промежуточного контроля составляется академический рейтинг студента по каждому модулю и выводится средний рейтинг по всем модулям.

По результатам итогового контроля студенту засчитывается трудоемкость дисциплины в ДМ, выставляется дифференцированная отметка в принятой системе баллов, характеризующая качество освоения студентом знаний, умений и навыков по данной дисциплине.

В соответствии с учебным планом предусмотрен зачет и экзамен в седьмом семестре.

Формы контроля: текущий контроль, промежуточный контроль по модулю, итоговый контроль по дисциплине предполагают следующее распределение баллов.

Текущий контроль:

- посещаемость занятий 5 баллов
- активное участие на занятиях 25 баллов
- выполнение домашних (аудиторных) контрольных работ 5 баллов
- написание и защита рефератов 5 баллов

Максимальное суммарное количество баллов по результатам текущей работы для каждого модуля – 40 баллов.

Промежуточный контроль освоения учебного материала по каждому модулю проводится преимущественно в форме тестирования.

Максимальное количество баллов за промежуточный контроль по одному модулю - 60 баллов. Результаты всех видов учебной деятельности за каждый модульный период оценивается рейтинговыми баллами.

Минимальное количество средних баллов по всем модулям, которое дает право студенту на положительные отметки без итогового контроля знаний:

- от 51 до 69 балла – удовлетворительно
- от 70 до 84 балла – хорошо
- от 85 до 100 балла – отлично
- от 51 и выше - зачет

Итоговый контроль по дисциплине осуществляется преимущественно в форме тестирования по балльно-рейтинговой системе, максимальное количество которых равно – 100 баллов.

Итоговая оценка по дисциплине выставляется в баллах. Удельный вес итогового контроля в итоговой оценке по дисциплине составляет 40%, среднего балла по всем модулям 60%.

Критерии оценок на экзамене.

В каждый экзаменационный билет включается 3 вопроса, также в билетах могут быть задачи и примеры.

Ответы на все вопросы оцениваются максимум 100 баллами.

Критерии оценок следующие:

- 100 баллов – студент глубоко понимает пройденный материал, отвечает четко и всесторонне, умеет оценивать факты, самостоятельно рассуждает, отличается способностью обосновывать выводы и разъяснять их в логической последовательности.
- 90 баллов - студент глубоко понимает пройденный материал, отвечает четко и всесторонне, умеет оценивать факты, самостоятельно рассуждает, отличается способностью обосновывать выводы и разъяснять их в логической последовательности, но допускает отдельные неточности.
- 80 баллов - студент глубоко понимает пройденный материал, отвечает четко и всесторонне, умеет оценивать факты, самостоятельно рассуждает, отличается способностью обосновывать выводы и разъяснять их в логической последовательности, но допускает некоторые ошибки общего характера.
- 70 баллов - студент хорошо понимает пройденный материал, но не может теоретически обосновывать некоторые выводы.
- 60 баллов – студент отвечает в основном правильно, но чувствуется механическое заучивание материала.
- 50 баллов – в ответе студента имеются существенные недостатки, материал охвачен «половинчато», в рассуждениях допускаются ошибки.
- 40 баллов – ответ студента правилен лишь частично, при разъяснении материала допускаются серьезные ошибки.

- 20-30 баллов - студент имеет общее представление о теме, но не умеет логически обосновать свои мысли.
- 10 баллов - студент имеет лишь частичное представление о теме.
- 0 баллов – нет ответа.

1.7 Учебно-методическое и информационное обеспечение дисциплины.

Основная литература:

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. -М., Наука, 1977.
2. Зи С. Физика полупроводниковых приборов.ч.1. -М., Мир, 1984.
3. Старосельский В.И. Физика р-п-переходов. Курс лекций. -М.Высшая школа, 1995.

Дополнительная литература:

4. Викулин И.Н., Стареев В.И. Физика полупроводниковых приборов.- М., Радио и связь, 1990.5.
5. Шур М. Физика полупроводников /пер. с англ. под ред. Биленко Ю.Д., Видро В.Л./.-М., Мир, 1990.
6. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы (учебник для вузов 4-ое изд.). -М., Высшая школа, 1987.
7. Носов Ю.Р. Полупроводниковые импульсные диоды.-М.Н

1.8 Материально-техническое обеспечение дисциплины

Перечень технических средств обучения, используемых в учебном процессе для освоения дисциплины:

- учебные плакаты с графической информацией;
- макеты полупроводниковых структур (структуры с р-п – переходами, гетеропереходами, барьерами Шоттки);

- электронная библиотека дисциплины «Физика р-п переходов и поверхностно- барьерных структур»;
- ссылки на интернет-ресурсы.

II. Материалы, устанавливающие содержание и порядок изучения дисциплины.

2.1. Распределение часов по темам и видам учебной работы

Вид учебной работы	Всего часов	Семестры			
Общая трудоемкость дисциплины	75	7			
Аудиторные занятия	72	7			
Лекции	72	7			
Лабораторные работы (ЛР)					
Самостоятельная работа					
Курсовой проект (работа)					
Вид итогового контроля (зачет, экзамен)	3	3			

2.2. Содержание дисциплины

Модуль 1.

1. Понятие о *p-n* переходе

1.1. Определение и классификация *p-n* переходов

Одним из основных понятий полупроводниковой электроники является понятие о *p-n*-

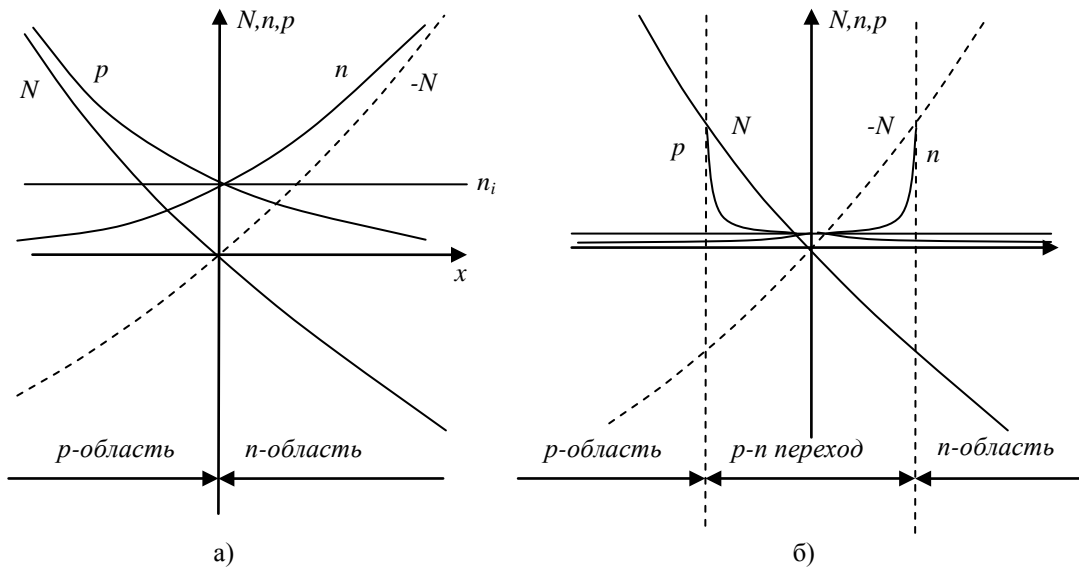


Рис. 1.1. Распределение примеси и носителей заряда в полупроводнике при изменении типа проводимости: а – плавное изменение типа проводимости; б – резкое изменение типа проводимости.

n переходе. *P-n* переходом называется область объемного заряда, возникающая при резком пространственном изменении типа проводимости полупроводника.

На рис. 1.1 представлено распределение зарядов в полупроводнике при плавном и резком изменении типа проводимости. При плавном изменении типа проводимости (рис.1.1,а) градиент концентрации результирующей примеси $N = N_a - N_g$, соответственно малы и диффузионные токи электронов и дырок. Эти токи компенсируются дрейфовыми токами, которые вызваны электрическим полем, связанным с нарушением условия электрической нейтральности:

$$N_g - N_a + p_0 - n_0 = 0. \quad (1.1)$$

Для компенсации диффузионных токов достаточно незначительного нарушения нейтральности, и условие (1.1) можно считать приближенно выполненным:

$$N_g - N_a + p_0 - n_0 \ll p_0 + n_0. \quad (1.2)$$

При резком изменении типа проводимости (рис.1.1,6) диффузионные токи велики, и для их компенсации необходимо существенное нарушение электронейтральности.

Известно, что экранирование электрических зарядов в полупроводнике подвижными носителями осуществляется в области с размерами порядка дебаевской длины экранирования

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0\varphi_T}{e(n_0 + p_0)}}, \quad (1.3)$$

где $\varphi_T = \frac{kT}{e}$ - температурный потенциал. При этом электрическая нейтральность существенно нарушается, если на дебаевской длине экранирования изменение результирующей концентрации примеси велико. Таким образом, нейтральность существенно нарушается при условии

$$\left| \frac{dN}{dx} \right| \gg \frac{n_0 + p_0}{L_D}. \quad (1.4)$$

В состоянии термодинамического равновесия при отсутствии вырождения справедлив закон действующих масс:

$$n_0 p_0 = n_i^2. \quad (1.5)$$

При условии (1.5) правая часть (1.4) достигает минимума при $n_0 = p_0 = n_i$. Поэтому условие существования p - n перехода (условие существенного нарушения нейтральности) имеет вид:

$$\left| \frac{dN}{dx} \right| \gg \frac{2n_i}{L_{Di}}, \quad (1.6)$$

где: $L_{Di} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0\varphi_T}{2en_i}}$ - дебаевская длина экранирования в собственном полупроводнике.

Переходы, в которых изменение концентрации примеси на границе слоев p - и n -типа может считаться скачкообразным ($\left| \frac{dN}{dx} \right| \rightarrow \infty$) называются ступенчатыми.

В плавных p - n переходах градиент концентрации примеси конечен, но удовлетворяет неравенству (1.6).

Практически ступенчатыми могут считаться p - n переходы, в которых изменение концентрации примеси происходит на длине, много меньшей ширины перехода. Такие

переходы могут быть получены путем эпитаксии. В некоторых случаях ступенчатыми могут считаться и диффузионные p - n переходы.

По отношению к концентрации основных носителей в слоях p - и n -типа переходы делятся на симметричные и несимметричные.

В симметричных переходах функция $N(x)$ обладает центральной симметрией относительно точки $x = 0$, где $N = 0$.

В несимметричных p - n переходах более легированная (и, соответственно, низкоомная) область называется эмиттером, а менее легированная (высокоомная) - базой.

Особую группу составляют точечные p - n переходы, в которых размер эмиттера настолько мал, что переход форму сферического слоя. Точечные переходы могут быть получены на основе контакта металлической иглы с полупроводником при последующем вжигании. Точечные переходы в микроэлектронике практически не используются и в дальнейшем рассматриваться не будут. В противоположность им плоскостные переходы ограничены со стороны p - и n -областей плоскостями. Обычно размеры плоскостных p - n переходов в поперечном направлении намного больше ширины перехода, что позволяет использовать при их анализе одномерное приближение (краевые эффекты не учитываются).

В заключение отметим, что формула (1.1) предполагает полную ионизацию избыточных примесей (плотность заряда примесных атомов составляет $\rho_{np} = e(N_g - N_a)$), а формула (1.5) - отсутствие вырождения. Случаи, когда эти допущения не выполнены, будут рассматриваться особо.

1.2. Структура p - n перехода

Наиболее просто поддаются анализу ступенчатые p - n переходы. Структура ступенчатого перехода представлена на рис. 1.2. Практически концентрации примеси в p - и n -областях намного превышают собственную концентрацию носителей заряда n_i .

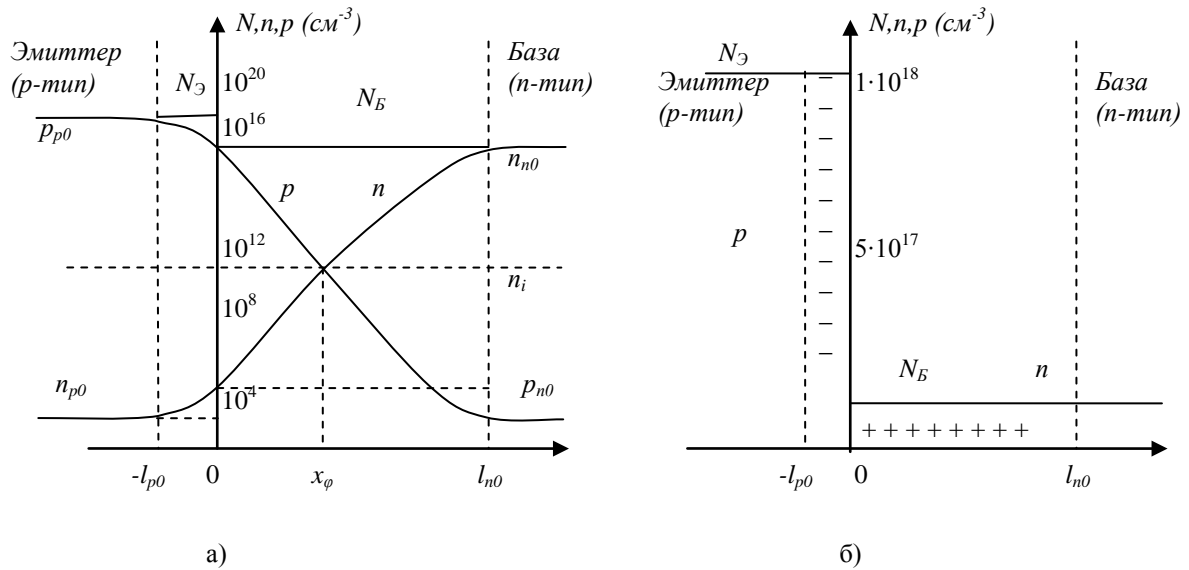


Рис. 1.2. Распределение примеси и носителей заряда в ступенчатом p - n переходе: а – полулогарифмический масштаб, б – линейный масштаб

Для определенности будем полагать, что эмиттером является p -область, а базой - n -область. В большинстве практических случаев выполняется неравенство

$$N_E \gg N_B, \quad (1.7)$$

где N_E, N_B - результирующие концентрации примеси в эмиттере и базе.

Рис. 1.2 соответствует кремниевому переходу ($n_i \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре $T = 290 \text{ К}$) с концентрациями примеси $N_E = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_B = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В глубине эмиттера и базы концентрация основных носителей заряда практически совпадают с результирующими концентрациями примеси:

$$\begin{aligned} p_{p0} &= N_E, \\ n_{n0} &= N_B, \end{aligned} \quad (1.8)$$

а концентрации неосновных носителей определяются законом действующих масс:

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}} = \frac{n_i^2}{N_E}, \quad (1.9a)$$

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} = \frac{n_i^2}{N_B}. \quad (1.9б)$$

Здесь и ниже индексы « p » и « n » соответствуют p - и n -областям, а индекс « 0 » состоянию термодинамического равновесия. Заметим, что концентрация неосновных носителей в базе больше, чем в эмиттере (а при $N_E \gg N_B$ - много больше).

На рис.1.2,а распределение примеси и носителей заряда представлено в полулогарифмическом масштабе, так как в линейном масштабе изобразить концентрации неосновных носителей невозможно. Переход занимает область $-l_{p0} < x < l_{n0}$. Разумеется, границы перехода $x = -l_{p0}$ и $x = l_{n0}$ определены в некоторой степени условно, так как концентрации основных носителей изменяются плавно. Однако из рисунка видно, что уже на небольшом расстоянии от границ внутри выполняются неравенства:

$$\begin{aligned} p &\ll N_{\text{Э}} , \\ n &\ll N_{\text{Б}} , \end{aligned} \quad (1.10)$$

Неравенства (1.10) выполнены во всем p - n переходе.

На рис.1.2,б распределения концентрации примесей и носителей заряда изображены в линейном масштабе. Из рисунка видно, что в эмиттерной области перехода ($-l_{p0} < x < 0$) концентрация подвижных носителей пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией примеси. Эта область имеет отрицательный объемный заряд, плотность которого не зависит от координаты:

$$\rho_{\text{Э}} = -eN_{\text{Э}}. \quad (1.11a)$$

В базовой области перехода ($0 < x < l_{n0}$) плотность объемного заряда положительна:

$$\rho_{\text{Б}} = eN_{\text{Б}}. \quad (1.11б)$$

Физическая причина объемного заряда заключается в том, что под действием градиента концентрации дырки и электроны диффундируют из эмиттера в базу и из базы в эмиттер соответственно, оставляя в p - n переходе оголенные примесные ионы. Процесс диффузии продолжается до тех пор, пока не уравнивается возникающим электрическим полем.

На рис.1.2,а видно, что в некоторой плоскости $x = x_{\phi}$ концентрации электронов и дырок одинаковы:

$$n_0(x_{\phi}) = p_0(x_{\phi}) = n_i \quad (1.12)$$

Эта плоскость называется плоскостью физического переход в отличие от плоскости металлургического (или технологического) перехода, где результирующая концентрация примеси равна нулю. В симметричных переходах плоскости физического и металлургического переходов совпадают. Заметим, что физический и металлургический переходы являются плоскостями, в то время как собственно p - n переход - пространственная область конечного объема.

Основные результаты

1. При резком изменении типа проводимости в полупроводнике возникает область объемного заряда, называемая $p-n$ переходом.
2. Условием образования $p-n$ перехода является существенное изменение результирующей концентрации примеси на дебаевской длине экранирования (1.6).
3. В области $p-n$ перехода концентрации подвижных носителей заряда пренебрежимо малы по сравнению с концентрациями примесных ионов.

РАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ $p-n$ ПЕРЕХОДА

2.1. Энергетическая диаграмма $p-n$ перехода

Для анализа физических процессов в полупроводниковых приборах удобно использовать метод энергетических диаграмм. Энергетическая диаграмма $p-n$ перехода в состоянии термодинамического равновесия представлена на рис.2.1. На оси ординат отложена энергия электрона E . Энергия дырок на диаграмме возрастает в направлении $-E$. Так как частицы стремятся занять состояния с минимальной энергией, электроны на диаграмме имеют тенденцию «утонуть», а дырки - «всплыть». При отсутствии вырождения общий для всей системы уровень Ферми с энергией F расположен внутри запрещенной зоны, ширина которой ΔE не зависит от координаты.

Уровень электростатической энергии F_i , показанный на рис.2.1 пунктиром, соответствует положению уровня Ферми в собственном полупроводнике и расположен вблизи середины запрещенной зоны. Очевидно, что расстояния между уровнями E_C , E_V и F_i не зависят от координаты.

Поскольку групповые скорости электронов с энергией E_C и дырок с энергией E_V равны нулю, границы запрещенной зоны могут рассматриваться как потенциальные энергии электронов E_C и дырок E_V . При этом электрический потенциал, соответствующий точке с координатой \vec{r} , составляет

$$\varphi(\vec{r}) = C_1 - \frac{E_C(\vec{r})}{e} = C_2 - \frac{E_V(\vec{r})}{e} = C_3 - \frac{F_i(\vec{r})}{e}, \quad (2.1)$$

где C_1 , C_2 , C_3 константы, зависящие от \vec{r} .

Вместо энергетических диаграмм иногда используются потенциальные диаграммы, в которых по оси ординат отложен электрический потенциал. В соответствии с (2.1) потенциальные диаграммы отличаются от энергетических направлением вертикальной оси и масштабным коэффициентом, равным заряду электрона.

($-l_{p0} < x < l_{n0}$) электрическое поле направлено справа налево (вдоль градиента F_i), что находится в полном соответствии с рис.1.2,б (от «плюса» к «минусу»).

Равновесные концентрации носителей заряда в отсутствие вырождения определяются взаимным расположением уровней F и F_i :

$$n_0 = n_i \exp \frac{F - F_i}{kT}, \quad (2.3a)$$

$$p_0 = n_i \exp \frac{F_i - F}{kT}. \quad (2.3б)$$

В эмиттере p -типа ($x < -l_{p0}$) фермиевская энергия меньше электростатической энергии: $F < F_i$, $p_{p0} > n_{p0}$; в базе n -типа ($x > l_{n0}$): $F > F_i$, $n_{n0} > p_{n0}$.

В плоскости физического перехода $x = x_\phi$ выполняется условие

$$F_i(x_\phi) = F. \quad (2.4)$$

Ввиду искривления запрещенной зоны в области перехода между эмиттером и базой существует энергетический барьер, высота которого равна разности электростатических энергий в n - и p -областях (рис.2.1):

$$E_k = F_{ip} - F_{in}. \quad (2.5)$$

Соответственно, потенциалы эмиттера и базы отличаются на величину

$$\varphi_k = \frac{F_{ip} - F_{in}}{e}. \quad (2.6)$$

Величина φ_k называется контактной разностью потенциалов.

Энергетический барьер препятствует диффузионным потокам электронов из базы в эмиттер и дырок - из эмиттера в базу. Величина барьера автоматически становится такой, чтобы точно скомпенсировать диффузионные потоки.

2.2. Токи через p - n переход в равновесном состоянии

Градиенты концентрации подвижных носителей заряда, а также градиент электрического потенциала в p - n переходе вызывают появление диффузионных и дрейфовых токов через переход. Механизмы протекания этих токов схематически представлены на рис.2.1, где дырки изображены кружками со знаком (+), электроны - со знаком (-).

Концентрация электронов в зоне проводимости n -области уменьшается по мере увеличения их энергии от уровня E_C . Под действием хаотического теплового движения

электроны могут попадать из n -области в p - n переход. Наименее энергичные электроны (с энергией близкой к E_c) отражаются потенциальным барьером и возвращаются в n -область (процесс 1 на рис.2.1). Более энергичные электроны дальше проникают в область перехода, однако, если их кинетическая энергия меньше высоты барьера E_k , они также возвращаются в n -область, не вызывая тока через переход (процесс 2). Наконец, энергичные электроны с кинетической энергией, большей E_k , могут преодолеть барьер (процесс 3). Такие носители вызывают протекание через переход диффузионного электронного тока с плотностью $j_{n\text{диф}0}$ (рис.2.1), направленного вдоль оси x (направление электронного тока противоположно направлению потока электронов).

Этот ток полностью компенсируется встречным потоком электронов из p - области. В p -области электроны являются неосновными носителями и содержатся в небольшом количестве. Если под действием теплового движения электроны попадают из p -области в переход, они подхватываются электрическим полем перехода и переходят в n -область (процесс 4), вызывая протекание через переход дрейфового тока электронов $j_{n\text{др}0}$, направленного против оси x (вдоль поля). В состоянии термодинамического равновесия диффузионный и дрейфовый токи электронов в точности компенсируют друг друга:

$$j_{n\text{диф}0} + j_{n\text{др}0} = 0 . \quad (2.7a)$$

Аналогичным образом взаимно компенсируются диффузионная и дрейфовая составляющие дырочного тока (процессы Г'-4'):

$$j_{p\text{диф}0} + j_{p\text{др}0} = 0 . \quad (2.76)$$

Помимо рассмотренных механизмов протекания тока, существуют токи, связанные с процессами термогенерации и рекомбинации электронно-дыроч-ых пар в области перехода. Дырки и электроны, проникающие в переход со стороны p - и n -областей соответственно, имеют конечную вероятность рекомбинировать в переходе (процесс 5-5'). С этим процессом связан ток, протекающий в направлении оси x . С другой стороны, при термогенерации электронно-дырочных пар в переходе образовавшиеся носители заряда подхватываются электрическим полем, причем электроны переносятся в n -область, а дырки - в p -область (процесс 6-6'). Возникающий при этом ток термогенерации направлен против оси x (вдоль поля) и в точности компенсирует ток рекомбинации:

$$j_{r0} + j_{g0} = 0 . \quad (2.7b)$$

Разумеется, суммарная плотность тока через переход в состоянии равновесия равна нулю:

$$j_0 = j_{p\text{diff}0} + j_{p\text{dr}0} + j_{n\text{diff}0} + j_{n\text{dr}0} + j_{r0} + j_{g0} = 0 . \quad (2.8)$$

Система равенств (2.7) сильнее равенства (2.8), так как свидетельствует о детальном равновесии встречных потоков электронов и дырок. Это равновесие является частным случаем проявления общего принципа детального равновесия.

Заметим также, что каждый из рассмотренных токов должен иметь малую величину. Дрейфовые токи малы ввиду того, что переносятся неосновными носителями в p - и n -областях, концентрации которых чрезвычайно низки. Диффузионные токи малы ввиду того, что они переносятся только наиболее энергичными носителями с кинетической энергией, большей высоты барьера E_k , число которых также невелико. Наконец, токи рекомбинации-гериации малы ввиду малых размеров p - n перехода (число генерированных пар мало) и малого времени пребывания носителей в переходе (число рекомбинирующих пар мало).

2.3. Методика расчета параметров p - n перехода

Основными параметрами p - n перехода являются контактная разность потенциалов φ_k , ширина перехода $l_0 = l_{n0} + l_{p0}$ и максимальная напряженность электрического поля \mathcal{E}_{M0} . Кроме того, необходимо знать протяженность перехода в p - и n -областях по отдельности (l_{p0}, l_{n0}), а также распределение напряженности электрического поля в переходе $\mathcal{E}(x)$.

Контактная разность потенциалов может быть определена с помощью соотношений (2.3) и (2.6). Учитывая, что концентрации носителей заряда на границах перехода (в плоскостях $x = -l_{p0}$, $x = l_{n0}$) соответствуют равновесным значениям (рис.1.2,а), получим:

$$p_{p0}(-l_{p0}) = n_i \exp \frac{F_i(-l_{p0}) - F}{kT} , \quad (2.9a)$$

$$n_{n0}(-l_{n0}) = n_i \exp \frac{F - F_i(l_{n0})}{kT} . \quad (2.9b)$$

Перемножив равенства (2.9), с учетом (2.6), (1.8) и (1.9) находим:

$$\varphi_k = \varphi_T \ln \frac{n_{n0}(l_{n0}) p_{p0}(-l_{p0})}{n_i^2} , \quad (2.10a)$$

$$\varphi_k = \varphi_T \ln \frac{n_{n0}(l_{n0})}{n_{p0}(-l_{p0})}, \quad (2.10б)$$

$$\varphi_k = \varphi_T \ln \frac{p_{p0}(-l_{p0})}{p_{n0}(l_{n0})}, \quad (2.10в)$$

$$\varphi_k = \varphi_T \ln \frac{N_{\mathcal{D}}(-l_{p0})N_{\mathcal{B}}(l_{n0})}{n_i^2}. \quad (2.10г)$$

Равенства (2.10б, в) свидетельствуют о том, что контактная разность потенциалов определяется отношением концентраций однопородных носителей по разные стороны перехода, что является прямым следствием статистики Максвелла-Больцмана в невырожденном полупроводнике

$$\left(\frac{n_{p0}}{n_{n0}} = \frac{p_{n0}}{p_{p0}} = \exp \frac{-E_k}{kT} \right).$$

Для практических целей удобнее пользоваться соотношением (2.10г), позволяющим вычислить контактную разность потенциалов непосредственно через концентрации легирующих примесей.

Из рис. 2.1 следует, что при отсутствии вырождения (когда уровень Ферми лежит в запрещенной зоне) высота потенциального барьера не может превышать ширины запрещенной зоны ΔE . При этом

$$\varphi_k = \frac{E_k}{e} < \frac{\Delta E}{e}. \quad (2.11)$$

Очевидно, что контактная разность потенциалов увеличивается с увеличением степени легирования эмиттера и базы. Переходы, изготовленные на основе полупроводника с большей шириной запрещенной зоны (и, следовательно, меньшей собственной концентрацией носителей заряда n_i), имеют большую контактную разность потенциалов.

Основным допущением при анализе перехода является пренебрежение концентрациями подвижных носителей заряда по сравнению с концентрациями примесей (1.10). При этом распределение плотности объемного заряда описывается соотношениями:

$$\rho(x) = \begin{cases} 0, & x \leq -l_{p0}; \\ -eN(x), & -l_{p0} < x < l_{n0}; \\ 0, & x \geq l_{n0}. \end{cases} \quad (2.12)$$

Электрическое поле может быть найдено из уравнения Пуассона:

$$\frac{d\mathcal{E}(x)}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (2.13)$$

при этом контактная разность потенциалов

$$\varphi_k = - \int_{-l_{p0}}^{l_{n0}} \mathcal{E}(x) dx = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-l_{p0}}^{l_{n0}} dx \int_{-l_{p0}}^x N(x) dx = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-l_{p0}}^{l_{n0}} x N(x) dx. \quad (2.14)$$

Поскольку функция $\rho(x)$ меняет знак в точке $x=0$, а на границах перехода поле равно, максимальная напряженность электрического поля составляет:

$$\mathcal{E}_{M0} = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-l_{p0}}^0 N(x) dx = \frac{-e}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_0^{l_{n0}} N(x) dx. \quad (2.15)$$

Условие (2.15) соответствует электрической нейтральности p - n перехода в целом:

$$\int_{-l_{p0}}^{l_{n0}} N(x) dx = 0. \quad (2.16)$$

Уравнения (2.10г), (2.14) и (2.16) могут быть решены относительно неизвестных φ_k , l_{p0} и l_{n0} , после чего из (2.15) определяется максимальное поле в p - n переходе.

2.4. Расчет параметров ступенчатого p - n перехода.

Наиболее просто определяются параметры ступенчатого p - n перехода, так как в этом случае функция $N(x)$ имеет вид:

$$N(x) = \begin{cases} N_{\mathcal{A}}, & x \leq 0; \\ N_{\mathcal{B}}, & x \geq 0, \end{cases} \quad (2.17)$$

а значения граничных концентраций примеси $N_{\mathcal{A}}(-l_{p0}) = N(-l_{p0})$ и $N_{\mathcal{B}}(l_{n0}) = -N(l_{n0})$

известны:

$$N_{\mathcal{A}}(-l_{p0}) = N_{\mathcal{A}}, \quad (2.18a)$$

$$N_{\mathcal{B}}(l_{n0}) = N_{\mathcal{B}}. \quad (2.18б)$$

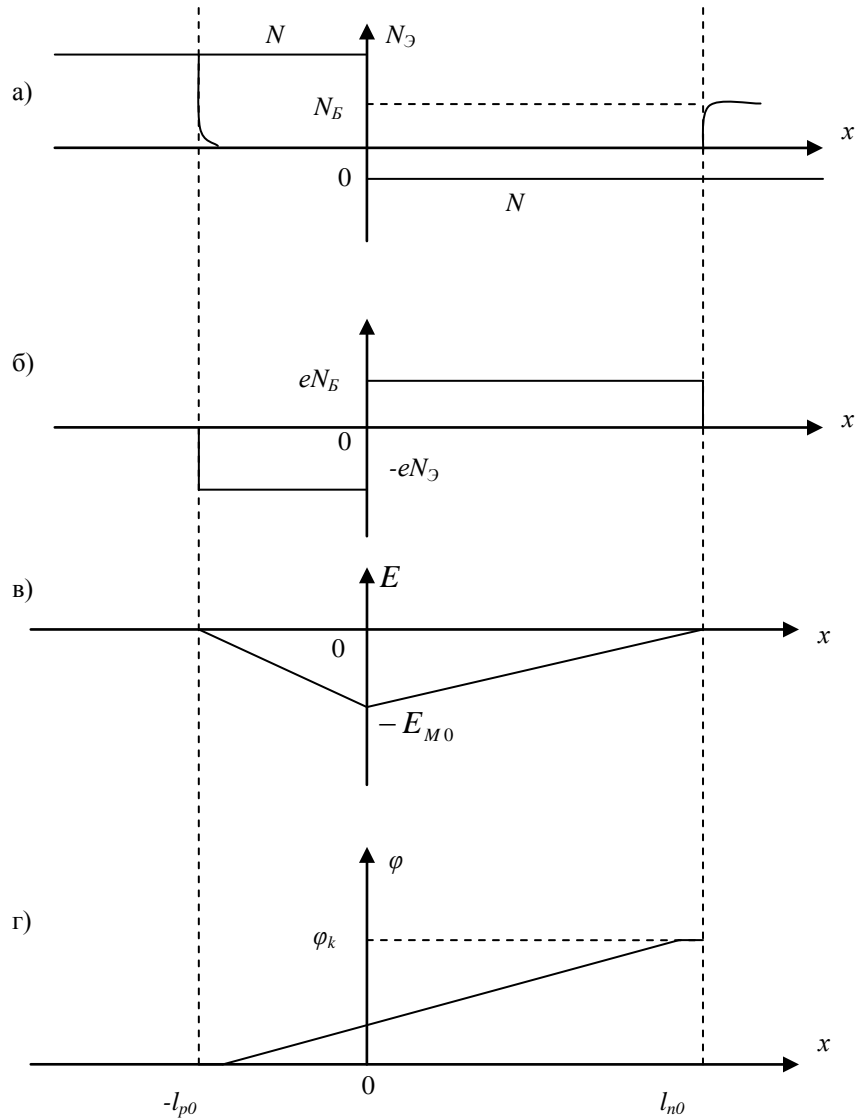


Рис. 2.2. Структура ступенчатого р-п перехода.

На рис.2.2 представлены распределения: примеси и подвижных носителей (а), плотности заряда (б), электрического поля (в) и потенциала (г) в ступенчатом $p-n$ переходе.

Контактная разность потенциалов определяется из уравнения (2.10г):

$$\varphi_k = \varphi_T \ln \frac{N_D N_A}{n_i^2} . \quad (2.19)$$

Подставляя (2.17) в (2.14) в (2.16), с учетом очевидного соотношения $l_0 = l_{p0} + l_{n0}$ получим:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0\varphi_k(N_B^{-1} + N_D^{-1})}{e}} , \quad (2.20)$$

$$l_{p0} = \frac{l_0 N_B}{N_{\text{Э}} + N_B}, \quad (2.21a)$$

$$l_{n0} = \frac{l_0 N_{\text{Э}}}{N_{\text{Э}} + N_B}. \quad (2.21б)$$

Максимальная напряженность электрического поля определяется из (2.15):

$$\mathcal{E}_{M0} = \sqrt{\frac{2e\varphi_k}{\varepsilon\varepsilon_0(N_{\text{Э}}^{-1} + N_B^{-1})}}. \quad (2.22)$$

Из (2.21) следует, что при условии $N_{\text{Э}} \gg N_B$ практически весь переход сосредоточен в области базы ($l_{p0} \ll l_{n0} \approx l_0$). Поскольку величина φ_k слабо (логарифмически) зависит от концентрации примеси в эмиттер, при $N_{\text{Э}} \gg N_B$ параметры перехода определяются практически только свойствами базы:

$$l_0 \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{eN_B}}. \quad (2.23)$$

$$E_{M0} \approx \sqrt{\frac{2e\varphi_k N_B}{\varepsilon\varepsilon_0}}. \quad (2.24)$$

В качестве примера рассчитаем параметры кремниевого и германиевого ступенчатого p - n перехода для случая $N_{\text{Э}} \gg N_B$.

При $T = 290$ К для кремния: ΔE_{n_i} ; для германия: ΔE_{n_i} . Из (2.10г), (2.23) и (2.24) получим:

Параметр	Кремний	Германий
φ_k	0,762	0,52
l_0	0,10	0,10
E_{M0}	$1,52 \cdot 10^5$	$1,04 \cdot 10^5$

В обоих случаях контактная разность потенциалов составляет примерно 70 % от ширины запрещенной зоны в вольтах, а ширина перехода весьма мала (0,1 мкм). Ввиду этого электрические поля достигают более чем 100 кВ/см, причем для кремниевого перехода эта величина больше из-за более широкой запрещенной зоны. С уменьшением степени легирования базы ширина перехода возрастает, электрическое поле в переходе уменьшается, величина φ_k тоже уменьшается, но весьма слабо.

Типичные значения параметров p - n перехода:

$$\varphi_k \approx 2/3 \Delta E ;$$

$$l_0 = (0,01-1) \text{ мкм};$$

$$\mathcal{E}_{M0} = (30-300) \text{ кВ/см.}$$

2.5. Переход с линейным распределением примеси

В реальных p - n переходах распределение результирующей примеси $N(x) = N_a(x) - N_g(x)$ описывается непрерывной функцией. Если кривизна функции $N(x)$ невелика, а переход достаточно узкий, то в пределах перехода $(-l_{p0} \leq x \leq l_0)$ функция $N(x)$ может считаться линейной:

$$N(x) \approx N'(x), \quad (2.25)$$

где N' - абсолютная величина градиента концентрации примеси.

Распределения примеси, носителей заряда, плотности заряда, поля и потенциала в линейном p - n переходе представлены на рис.2.3.

Разумеется, линейный переход является симметричным:

$$l_{p0} = l_{n0} = \frac{l_0}{2} \quad (2.26)$$

Учитывая, что $N_{\mathcal{E}}(-l_{p0}) = N_{\mathcal{E}}(l_{n0}) = N' \frac{l_0}{2}$, из (2.10г) получим

$$\varphi_k = 2\varphi_T \ln \left(\frac{N' l_0}{2n_i} \right). \quad (2.27)$$

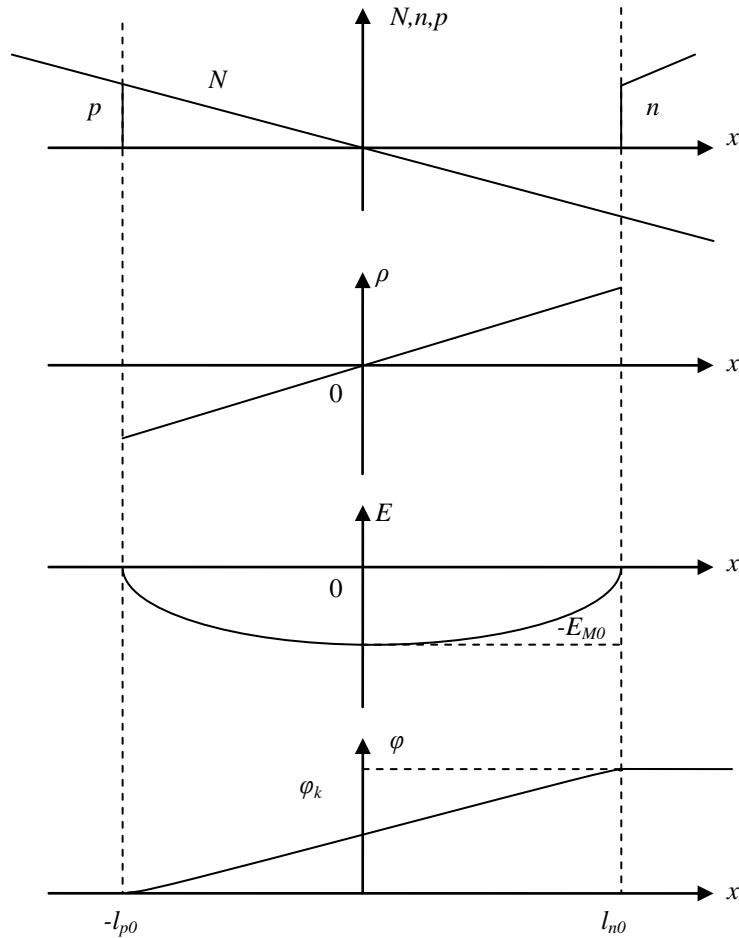


Рис. 2.3. Структура линейного p - n перехода.

В отличие от ступенчатого перехода, в линейном переходе величина контактной разности потенциалов не может быть определена независимо от ширины перехода. Подставляя (2.25) в (2.13) и интегрируя, получим

$$\varphi_k = \frac{eN'l_0^3}{12\varepsilon\varepsilon_0}, \quad (2.28)$$

отсюда

$$l_0 = \left(\frac{12\varepsilon\varepsilon_0\varphi_k}{eN'} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.29)$$

Параметры φ_k и l_0 находятся совместным решением уравнений (2.27) и (2.28). Для их определения удобно использовать метод последовательных приближений, основанный на том, что функция $\varphi_k(l_0)$, описываемая уравнением (2.28), изменяется довольно быстро ($\varphi_k \sim l_0^3$), а уравнением (2.27) - чрезвычайно медленно (логарифмически). Рис.2.4 иллюстрирует порядок решения уравнений.

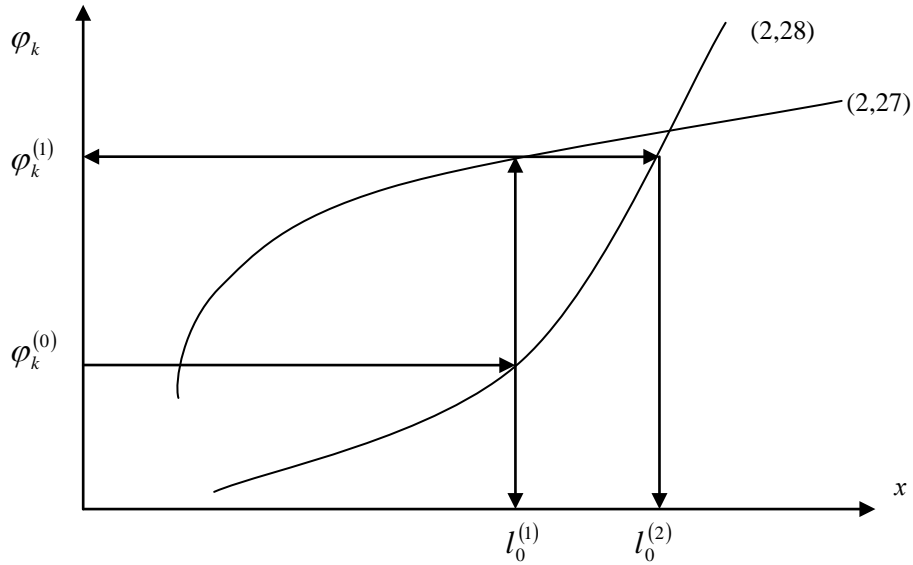


Рис. 2.4. Определение параметров φ_k и l_0 в линейном p - n переходе.

Ширина перехода в i -м приближении $l_0^{(i)}$ определяется уравнением (2.29) при $\varphi_k = \varphi_k^{(i-1)}$:

$$l_0^{(i)} = \left(\frac{12 \varepsilon \varepsilon_0 \varphi_k^{(i-1)}}{e N'} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.30)$$

Контактная разность потенциалов i -м приближении определяется уравнением (2.27) при $l_0 = l_0^{(i)}$:

$$\varphi_k^{(i)} = 2 \varphi_T \ln N' \frac{l_0^{(i)}}{2 n_i}. \quad (2.31)$$

Нулевое приближение $\varphi_k^{(0)}$ выбирается произвольно, например $\varphi_k^{(0)} = \frac{2 \Delta E}{3 e}$.

В большинстве практических случаев необходимая точность обеспечивается вторым приближением.

2.6. Диффузионные p - n переходы

В p - n переходах, полученных методом диффузии, распределение результирующей примеси имеет вид:

$$N(x) = N_a(x) - N_g(x) = N_{as} \exp \frac{-(x-x_s)^2}{4Dt} - N_g(x) \quad (2.32a)$$

или

$$N(x) = N_a(x) - N_g(x) = N_{as} \operatorname{erfc} \frac{x - x_s}{2\sqrt{Dt}} - N_g(x) \quad (2.326)$$

где x_s - координата поверхности; N_{as} - поверхностная концентрация акцепторов; D - коэффициент диффузии примеси; t - время диффузии (рис.2.5). Как правило, концентрация доноров в переходе изменяется незначительно, поэтому может считаться постоянной:

$$N_g(x) \approx N_g(0) = N_0, \quad -l_{p0} \leq x \leq l_{n0}. \quad (2.33)$$

С достаточной для практических целей точностью распределение концентрации акцепторов в переходе можно аппроксимировать экспонентой:

$$N_a(x) \approx N_0 \exp \frac{-x}{L}, \quad -l_{p0} \leq x \leq l_{n0} \quad (2.34)$$

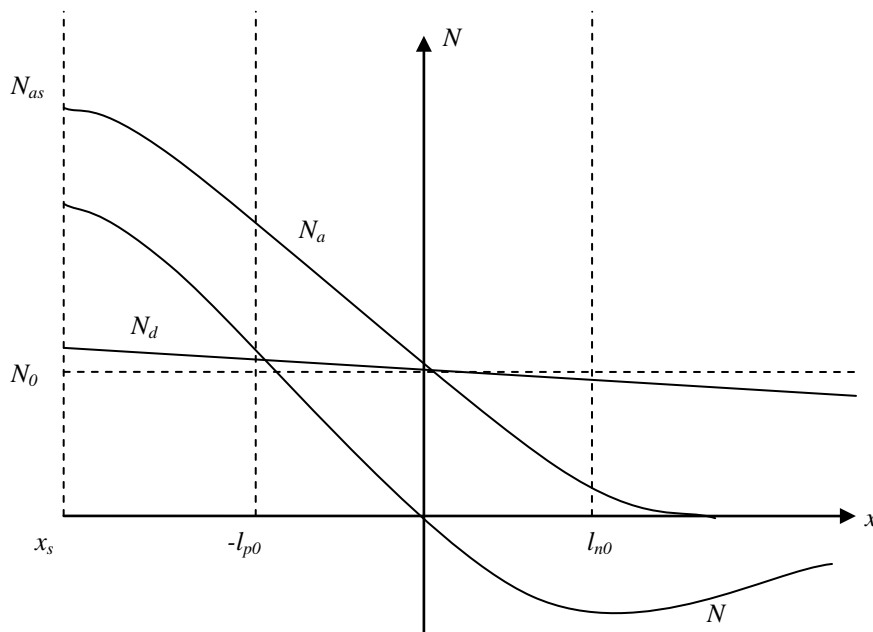


Рис. 2.5. Распределение примеси в диффузионном р-п переходе.

Параметр L выбирается таким образом, чтобы в плоскости металлургического перехода ($x = 0$) градиент концентрации примеси, полученный из (2.34), соответствовал действительному распределению:

$$L = \frac{N_0}{\frac{dN_a}{dx}(0)}. \quad (2.35)$$

Таким образом, результирующее распределение примеси в переходе (рис.2.5) имеет вид:

$$N(x) = N_0 \left(\exp \frac{-x}{L} - 1 \right). \quad (2.36)$$

Подстановка (2.36) в (2.10г), (2.14) и (2.16) с учетом соотношения $l_0 = l_{n0} + l_{p0}$ дает:

$$\frac{\varphi_k}{\varphi_T} = 2 \ln \frac{N_0}{n_i} + \ln \left(\frac{\frac{l_0}{L}}{\exp \frac{l_0}{L} - 1} - 1 \right) \left(\frac{\frac{l_0}{L}}{1 - \exp \frac{-l_0}{L}} \right), \quad (2.37)$$

$$\frac{\varphi_k}{\varphi_T} = \left(\frac{L}{L_D} \right)^2 \frac{l_0}{L} \left(1 + \frac{l_0}{2L} \operatorname{cth} \frac{l_0}{2L} \right), \quad (2.38)$$

$$\exp \frac{l_{p0}}{L} = \frac{\frac{l_0}{L}}{1 - \exp \frac{-l_0}{L}}, \quad (2.39a)$$

$$\exp \frac{-l_{n0}}{L} = \frac{\frac{l_0}{L}}{\exp \frac{l_0}{L} - 1}. \quad (2.39b)$$

Здесь

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon \varepsilon_0 \varphi_T}{e N_0}} \quad (2.40)$$

дебаевская длина экранирования в полупроводнике с концентрацией примеси N_0 .

Анализ соотношений (2.37) - (2.39) показывает, что при выполнении неравенства

$$\frac{l_0}{L} < 1$$

свойства диффузионного p - n перехода очень близки к свойствам перехода с линейным распределением примеси ($l_{n0} \approx l_{p0}$, $l_0 \sim \varphi_k^{1/2}$) и параметры перехода можно рассчитывать по методике, изложенной в разделе 2.5.

При выполнении неравенства

$$\frac{l_0}{L} > 10 \quad (2.42)$$

в соотношениях (2.37) (2.39) можно считать

$$\exp \frac{l_0}{L} \gg \frac{l_0}{L} \gg 1, \quad \operatorname{cth} \frac{l_0}{2L} \approx 1,$$

и формула их записи упрощается:

$$\frac{\varphi_k}{\varphi_T} \approx \ln \frac{N_0^2 l_0}{n_i^2 L}, \quad (2.43)$$

$$\frac{\varphi_k}{\varphi_T} \approx \frac{l_0^2}{2L_D^2}, \quad (2.44)$$

$$l_{p0} \ll l_{n0} \approx l_0. \quad (2.45)$$

В этом случае свойства диффузионного перехода очень близки к свойствам резко асимметричного ступенчатого перехода ($l_{p0} \ll l_{n0} \approx l_0 \sim \varphi_k^{1/2}$). Для нахождения параметров l_0 и φ_k из уравнений (2.43) и (2.44) можно использовать метод последовательных приближений, полагая $\varphi_k^{(0)} = \frac{2\Delta E}{3e}$:

$$l_0^{(i)} = L_D \sqrt{\frac{2\varphi_k^{(i-1)}}{\varphi_T}}, \quad (2.46)$$

$$\varphi_k^{(i)} = \varphi_T \ln \frac{N_0^2 l_0^{(i)}}{n_i^2 L}. \quad (2.47)$$

Условие (2.41) выполняется при выполнении неравенства

$$\frac{L}{L_D} > \sqrt{24 \ln \frac{N_0}{2n_i}} \approx \sqrt{24 \ln \frac{N_0}{N_i}}, \quad (2.48)$$

а условие (2.42) - при выполнении неравенства

$$\frac{L}{L_D} < \sqrt{0,02 \ln \frac{10N_0^2}{n_i}} \approx \sqrt{0,04 \ln \frac{N_0}{N_i}}. \quad (2.49)$$

В промежуточном случае для определения параметров диффузионных гетеропереходов следует решать систему уравнений (2.37) - (2.39) численными методами, либо использовать номограмму, приведенную в работе [1].

2.7. Гетеропереходы

Особый случай p - n переходов представляют переходы между двумя полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны. Такие переходы называются гетеропереходами. Идеальный гетеропереход должен быть получен на основе двух полупроводников с одинаковыми постоянными кристаллической решетки. В этом случае на границе отсутствуют граничные состояния. Модель такого гетероперехода предложена Андерсеном. Энергетическая диаграмма гетероперехода представлена на рис. 2.6.

Формулы для расчета параметров гетероперехода приведены в [2, с. 130 - 138]. Следует, однако, иметь в виду, что в реальных гетеропереходах невозможно добиться идеального согласования постоянных решетки и коэффициентов температурного расширения, поэтому на границе раздела имеется большое количество дефектов, действующих как центры захвата носителей. Энергетическая диаграмма при этом искажается вследствие наличия поверхностного заряда. Кроме того, энергетическую диаграмму искажает взаимная диффузия атомов полупроводников, составляющих гетеропереход. Для изготовления гетеропереходов могут быть использованы следующие материалы: $Ge-Si$, $Ge-GaAs_{1-x}P_x$, $GaAs-GaAs_{1-x}P_x$ и др.

Основные результаты

1. В состоянии термодинамического равновесия между p - и n -областями образуется контактная разность потенциалов. Через p - n переход протекают диффузионные и дрейфовые токи, а также токи, связанные с термогенерацией и рекомбинацией носителей заряда в области перехода.

2. Диффузионные токи обусловлены диффузией электронов из n - в p -область и дырок - из p - в n -область. Эти токи переносятся энергичными носителями заряда, имеющими кинетическую энергию, большую высоты потенциального барьера. Диффузионные токи направлены от p -области к n -области.

3. Дрейфовые токи обусловлены попаданием в область перехода неосновных носителей заряда из эмиттера и базы и перебросом этих носителей через переход электрическим полем, дрейфовые токи направлены от n - области к p -области.

4. Ток рекомбинации связан с рекомбинацией электронов, диффундирующих из n -области в переход с дырками, диффундирующими из p -области в переход. Этот ток направлен от p -области к n -области.

5. Ток термогенерации связан с тепловым возбуждением электронно-дырочных пар в переходе. Генерируемые носители увлекаются электрическим полем, создавая ток, направленный от n -области к p -области.

6. Высота потенциального барьера в состоянии равновесия устанавливается такой, что электронные токи, дырочные токи и токи генерации-рекомбинации в области - перехода взаимно компенсируются.

7. Основными параметрами перехода являются: контактная разность потенциалов, ширина перехода и максимальная напряженность электрического поля. Протяженности p - n перехода в p - и n -областях, а также контактная разность потенциалов определяются

совместным решением системы уравнений (2.10г), (2.14) и (1.16). Максимальное поле в переходе определяется уравнением (2.15).

8. Параметры ступенчатого перехода определяются соотношениями (2.19) - (2.22). Ширина перехода пропорциональна квадратному корню из контактной разности потенциалов и уменьшается с увеличением степени легирования базы и эмиттера. В случае, когда эмиттер легирован значительно сильнее базы, практически весь переход расположен в базовой области, а его параметры определяются свойствами базы.

9. Переход с линейным распределением примеси является симметричным. Его параметры определяются уравнениями (2.27) и (2.28), которые удобно решать методом последовательных приближений. Ширина перехода пропорциональна кубическому корню из контактной разности потенциалов и уменьшается с увеличением градиента концентрации примеси в переходе.

10. Параметры диффузионных переходов удобно находить, аппроксимируя распределение примеси выражением (2.36). Их расчет сводится к решению системы уравнений (2.37) - (2.39). При выполнении неравенства (2.41) распределение примеси в диффузионном переходе может считаться линейным. При выполнении неравенства (2.42) свойства диффузионного перехода близки к свойствам резко асимметричного ступенчатого перехода, а его параметры удобно находить путем решения уравнений (2.43) и (2.44) методом последовательных приближений.

3. НЕРАВНОВЕСНОЕ СОСТОЯНИЕ p-n ПЕРЕХОДА

3.1. Прямое и обратное включение диода

Подключение внешнего источника напряжения между *p*- и *n*-областями перехода изменяет высоту потенциального барьера. Если внешнее напряжение подключено плюсом к *p*-слою, высота барьера уменьшается. Такое включение называется прямым (рис.3.1,а). Напряжение обратной полярности увеличивает высоту барьера. Такое включение называется обратным (рис.3.1,б).

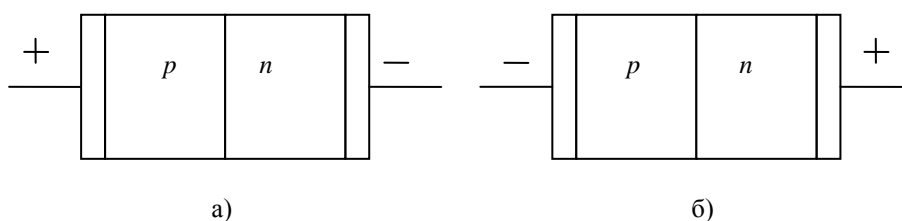


Рис. 3.1. Прямое (а) и обратное (б) включение диода.

Так как область *p-n* перехода почти не содержит подвижных носителей заряда и обладает повышенным сопротивлением, будем считать, что все внешнее напряжение

приложено к p - n переходу. Изменение высоты потенциального барьера приводит к двум главным следствиям:

- 1) изменяется ширина p - n перехода;
- 2) изменяются концентрации носителей на границах p - n перехода. Прежде чем анализировать неравновесное состояние p - n перехода, полезно рассмотреть его энергетические диаграммы при прямом и обратном включении.

3.2. Квазиуровни Ферми для электронов и дырок

В неравновесном состоянии закон действующих масс не выполняется: $np \neq n_i^2$. В связи с этим введенное ранее понятие уровня Ферми теряет смысл, Вместо уровня Ферми вводят понятия о квазиуровнях Ферми для электронов и дырок.

Квазиуровни Ферми F_n и F_p в невырожденном полупроводнике определяются уравнениями:

$$n = n_i \exp \frac{F_n - F_i}{kT}, \quad (3.1)$$

$$p = n_i \exp \frac{F_i - F_p}{kT}. \quad (3.2)$$

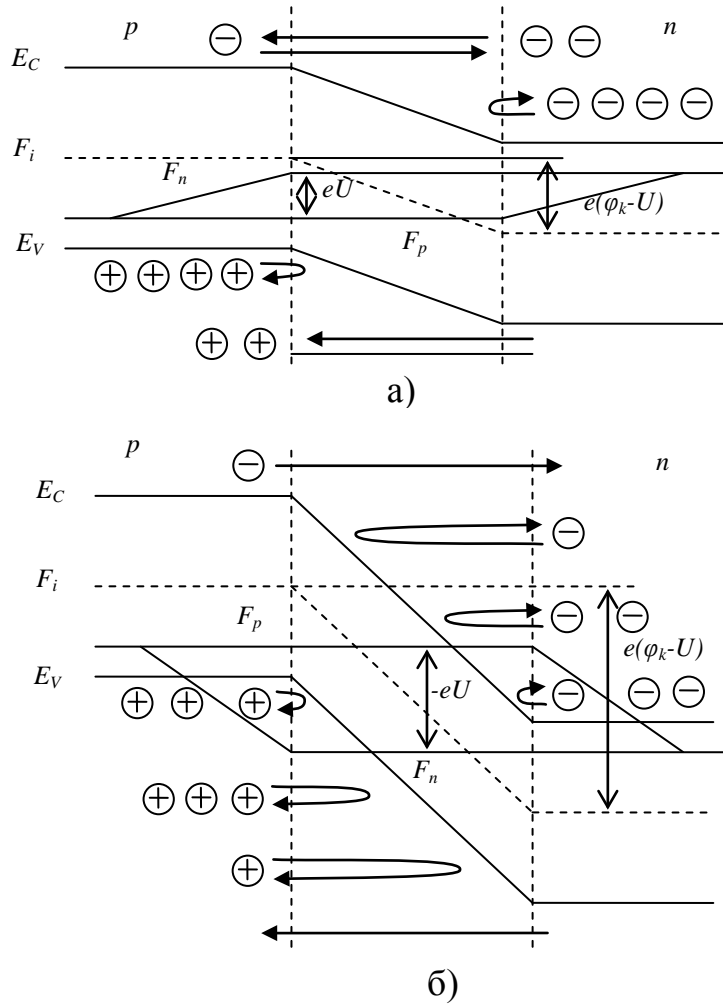


Рис. 3.2. Энергетические диаграммы неравновесного p - n перехода: а – прямое включение ($U > 0$); б – обратное включение ($U < 0$).

Следует помнить, что уровень F_n характеризует заполнение электронами зоны проводимости, а уровень F_p - заполнение дырками валентной зоны. Таким образом, отсутствие вырождения соответствует условиям:

$$F_n < E_C - 3kT, F_p > E_V + 3kT.$$

Легко видеть, что в состоянии равновесия квазиуровни Ферми совпадают с уровнем Ферми:

$$F_{n0} = F_{p0} = F.$$

Дырочный и электронный токи могут быть выражены через градиенты соответствующих квазиуровней Ферми. В частности:

$$\vec{j}_n = ne\mu_n \vec{E} + eD_n \nabla n = n\mu_n \nabla F_i + eD_n \nabla \left(n_i \exp \frac{F_n - F_i}{kT} \right) =$$

$$= n\mu_n \nabla F_i + \mu_n n_i \exp\left(\frac{F_n - F_i}{kT}\right) (\nabla F_n - \nabla F_i) = n\mu_n \nabla F_n. \quad (3.3a)$$

Таким же образом

$$\vec{j}_p = p\mu_p \nabla F_n. \quad (3.3б)$$

3.3. Энергетические диаграммы неравновесного p - n перехода.

Энергетические диаграммы p - n перехода при прямом и обратном включении показаны на рис. 3.2. Если переход находится в состоянии равновесия (рис. 2.1), небольшая доля электронов из p -области и дырок из n -области имеет достаточную кинетическую энергию для преодоления потенциального барьера. Эти носители создают диффузионные потоки электронов из n - в p -область и дырок - в обратном направлении.

Диффузионные потоки уравниваются дрейфовыми потоками неосновных носителей (электронов из p -области и дырок из n -области), которые случайно приближаются к барьеру и подхватываются его электрическим полем.

При прямом смещении (рис.3.2,а) вследствие уменьшения высоты барьера диффузионные потоки основных носителей увеличиваются, дрейфовые же остаются неизменными. В результате из p - в n -область течет ток, величина которого тем больше, чем ниже барьер, т.е. чем больше прямое смещение. Высота барьера составляет $(\varphi_k - U)e$.

Электроны и дырки, инжектированные в p - и n -области соответственно, нарушают равновесное распределение носителей вблизи перехода. В окрестности перехода квазиуровень Ферми для электронов лежит выше, чем квазиуровень Ферми для дырок. Вдали от перехода квазиуровни Ферми совпадают, так как инжектированные носители рекомбинируют, не успевая достигнуть этой области. При $U \rightarrow \varphi_k$ p - n переход заливается электронно-дырочной плазмой, его сопротивление падает, и приложенное напряжение распределяется по всему образцу в соответствии с его проводимостью.

При обратном смещении вследствие увеличения высоты барьера диффузионные потоки носителей практически прекращаются. дрейфовые же потоки, как и прежде, остаются неизменными. В результате через переход течет малый обратный ток, созданный неосновными носителями, случайно приблизившимися к p - n переходу. Этот ток не зависит от обратного напряжения, если оно достаточно велико. В окрестности p - n перехода квазиуровень Ферми для электронов расположен ниже, чем для дырок.

3.4. Граничные условия.

Если p - n переход настолько узкий, что за время пролета через переход носители не успевают рекомбинировать, то каждая из плотностей тока j_n и j_p постоянна в любой точке перехода. В соответствии с уравнениями (3.3):

$$p \nabla F_p = const ,$$

$$n \nabla F_n = const .$$

На границе с n -областью значение $p(l_{n0}) = p_{n_{zp}}$ минимально, а $\nabla F_p = \nabla F_{p_{\max}}$ - максимально. В области p - n перехода концентрация дырок резко возрастает ($p \gg p_{n_{zp}}$), следовательно, $\nabla F_p \ll \nabla F_{p_{\max}}$. Поэтому в области перехода можно считать $\nabla F_p \approx 0$. Таким же образом $\nabla F_n \approx 0$. Следовательно, квазиуровни Ферми в области перехода примерно постоянны.

Из энергетической диаграммы (рис.3.2) видно, что при этом в области перехода

$$F_n - F_p = eU . \quad (3.4)$$

Перемножив (3.1) и (3.2), получим для области перехода

$$np = n_i^2 \exp \frac{F_n - F_p}{kT} = n_i^2 \exp \frac{U}{\phi_T} . \quad (3.5)$$

Это условие справедливо для любой точки перехода, а следовательно, и для его границ.

В частности, для границы p - n перехода с n -областью ($x = l_{n0}$) имеем

$$p_{n_{zp}} = \frac{n_i^2}{n_{n_{zp}}} e^{\frac{U}{\phi_T}} . \quad (3.6)$$

Граничные концентрации могут быть представлены в виде:

$$p_{n_{zp}} = p_{n0} + \Delta p_{n_{zp}} ,$$

$$n_{n_{zp}} = n_{n0} + \Delta n_{n_{zp}}$$

где индексом «0» отмечены равновесные концентрации. Условие нейтральности требует, чтобы избыточные концентрации Δp_n и Δn_n были одинаковы.

Если смещение не слишком велико, так что $\Delta n_{n_{zp}} = \Delta p_{n_{zp}} \ll n_{n0}$, то из (3.6) имеем:

$$p_{n_{zp}} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} e^{\frac{U}{\phi_T}} = p_{n0} e^{\frac{U}{\phi_T}} , \quad (3.7a)$$

$$\Delta p_{n_{zp}} = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) . \quad (3.7b)$$

Аналогично для границы p -области с p - n переходом:

$$n_{p_{zp}} = n_{p_0} e^{\frac{U}{\varphi_T}}, \quad (3.8a)$$

$$\Delta n_{p_{zp}} = n_{p_0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (3.8b)$$

Граничные условия (3.7) и (3.8) соответствуют так называемому низкому уровню инжекции, когда инжектированные через переход носители не изменяют существенно проводимость нейтральных областей. Условия (3.7) и (3.8) получили название граничных, условий Шокли.

Положительным напряжениям соответствует обогащение прилежащих к переходу областей неосновными носителями ($p_n > p_{n0}$, $n_p > n_{p0}$). В этом случае говорят об инжекции неосновных носителей через p - n переход. При отрицательных напряжениях происходит экстракция (отсасывание) неосновных носителей p - n переходом ($p_n < p_{n0}$, $n_p < n_{p0}$). При $U < -3\varphi_T$ практически можно считать, что на границе с переходом концентрация неосновных носителей равна нулю.

Заметим, что избыточные граничные концентрации $\Delta p_{n_{zp}}$ и $\Delta n_{p_{zp}}$ пропорциональны равновесным концентрациям p_{n0} и n_{p0} . Если эмиттер легирован значительно сильнее базы, то $p_{n0} \gg n_{p0}$ и $\Delta p_{n_{zp}} \gg \Delta n_{p_{zp}}$. В этом случае инжекция носит односторонний характер - из эмиттера в базу.

При больших прямых смещениях, когда в n -области $\Delta n_{n_{zp}} = \Delta p_{n_{zp}} \gg n_{n0}$, можно считать, что $n_{n_{zp}} \approx \Delta n_{n_{zp}} \approx \Delta p_{n_{zp}} \approx p_{n_{zp}}$. При этом из (3.6) имеем

$$p_{n_{zp}} \approx \Delta p_{n_{zp}} \approx n_i e^{\frac{U}{2\varphi_T}} \approx \Delta n_{n_{zp}}. \quad (3.9)$$

Аналогично для электронов в p -области при $\Delta n_{p_{zp}} \gg p_{p0}$ граничное условие имеет вид:

$$n_{p_{zp}} \approx \Delta n_{p_{zp}} \approx n_i e^{\frac{U}{2\varphi_T}} \approx \Delta p_{p_{zp}} \quad (3.10)$$

Заметим, что в случае, когда эмиттер диода легирован значительно сильнее, чем база ($p_{p0} \gg n_{n0}$), уровень инжекции в эмиттере не может быть высоким, так как концентрация электронов не может превышать n_{n0} .

3.5. Ширина p-n перехода.

Формулы разделов 2.4 - 2.6 могут быть использованы для расчета неравновесной ширины $p-n$ перехода, если учесть изменение высоты контактного барьера под действием приложенного напряжения.

Заменяя в (2.20), (2.29) и (2.44) φ_k на $\varphi_k - U$, получим

$$I(U) = I_0^k \sqrt{\frac{\varphi_k - U}{\varphi_k}}, \quad (3.11)$$

где $k = 2$ - для ступенчатого перехода и диффузионного перехода в случае выполнения неравенства (2.42), $k = 3$ - для линейного перехода и диффузионного перехода в случае выполнения неравенства (2.41).

Если ни одно из неравенств (2.41) и (2.42) в диффузионном переходе не выполнено, т.е.

$$\sqrt{24 \ln \frac{N_0}{n_i}} > \frac{L}{L_D} > \sqrt{0,02 \ln \frac{N_0}{n_i}}, \quad (3.12)$$

показатель степени корня в (3.11) принимает значения

$$2 < k < 3 \quad (3.13)$$

Соотношение (3.11) показывает, что при обратном напряжении ($U < 0$) переход расширяется, а при прямом ($U > 0$) - сужается. Однако в последнем случае полученное выражение является скорее качественным, так как при прямом смещении сильно возрастает погрешность, связанная с неучетом наличия подвижных носителей заряда в переходе. Использование соотношения (3.11) допустимо при $U < 2\varphi_T$. При дальнейшем увеличении прямого напряжения ширина перехода стремится к дебаевской длине экранирования в базе.

Заметим в заключение, что в ступенчатых $p-n$ переходах зависимость ширины перехода от напряжения является более резкой, чем в линейных.

Основные результаты.

1. Приложение к $p-n$ переходу внешнего напряжения изменяет высоту потенциального барьера, ширину перехода и граничные концентрации подвижных носителей заряда.

2. При положительном напряжении происходит инжекция неосновных носителей заряда через переход, при отрицательном напряжении - экстракция неосновных носителей заряда переходом.

3. При низком уровне инжекции концентрации неосновных носителей заряда на границах перехода описываются граничными условиями Шокли (3.7) и (3.8). При высоком уровне инжекции справедливы граничные условия (3.9) и (3.10).

4. Зависимость ширины p - n перехода при $U < 2\phi_T$ описывается соотношением (3.11). Отрицательное напряжение приводит к расширению перехода, положительное - к сужению. В ступенчатых переходах зависимость ширины перехода от напряжения является более резкой, чем в линейных.

4. АНАЛИЗ ИДЕАЛИЗИРОВАННОГО ДИОДА

4.1. Модель идеализированного диода

Процессы, протекающие в полупроводниковом диоде при подаче на него внешнего напряжения, весьма сложны. Поэтому для количественного анализа вольт-амперной характеристики (ВАХ) диода необходимо сделать некоторые упрощающие предложения. Наиболее простой является модель идеализированного диода, предложенная Шокли. Основные допущения, принимаемые в этой модели, поясняется рис. 4.1.

Структура диода схематически представлена на рис.4.1,а; в ней можно выделить области p - n перехода (1), эмиттера (2), базы (3), эмиттерного (4) и базового (5) контактов.

На рис. 4.1,б показаны распределения концентраций результирующей примеси в эмиттере ($N_E = N_a - N_d$ при $x < 0$) и базе ($N_B = N_g - N_a$ при $x > 0$) электронов и дырок в состоянии равновесия (n_0 и p_0), а также электронов и дырок при положительном напряжении на диоде (n и p). Как отмечалось выше, положительное напряжение вызывает инжекцию дырок из эмиттера в базу и электронов из базы в эмиттер, в результате чего концентрации неосновных носителей заряда в базе и эмиттере вблизи перехода увеличивается. При этом нейтральность базы и эмиттера нарушается, и возникающее электрическое поле втягивает в базу электроны, а в эмиттер - дырки. В результате электрическая нейтральность базы и эмиттера восстанавливается практически полностью (имеет место «квази-нейтральность» базы и эмиттера). Условия квазинейтральности базы и эмиттера имеют вид:

$$\Delta p_p(x) = p_p(x) - p_{p0} \approx \Delta n_p(x) = n_p(x) - n_{p0}, \quad (4.1a)$$

$$\Delta n_n(x) = n_n(x) - n_{n0} \approx \Delta p_n(x) = p_n(x) - p_{n0}. \quad (4.1б)$$

Вдали от перехода концентрации электронов и дырок соответствуют равновесным значениям, так как инжектированные носители рекомбинируют вблизи перехода.

На рис.4.1,в, г, представлены структура тока в диоде и распределение электрического поля.

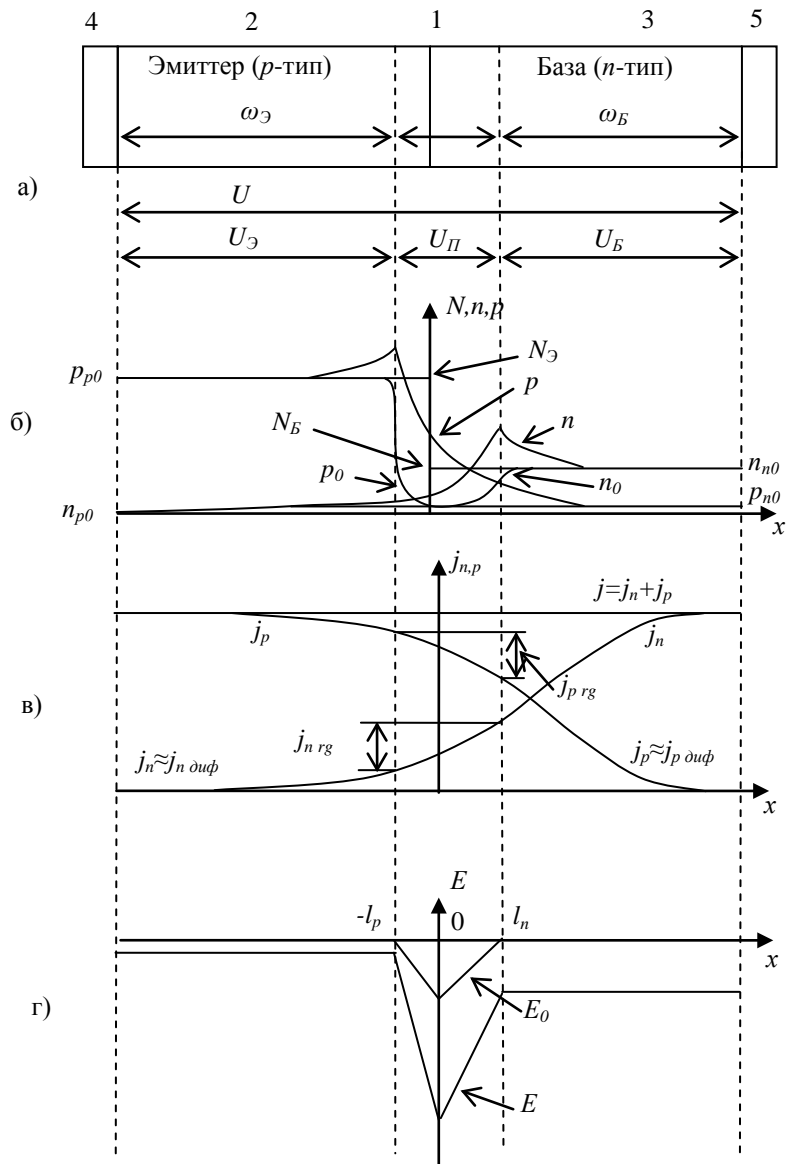


Рис.4.1. Структура полупроводникового диода (а) и распределение носителей заряда (б), токов (в) и электрического поля (г).

Приступая к составлению модели идеализированного диода, выскажем предварительно следующие соображения:

1. Если площадь поперечного сечения диода постоянна в направлении оси x , то полная плотность тока, равная сумме электронной и дырочной составляющих, не зависит от x (рис.4.1,в):

$$j = j_p(x) + j_n(x) = \text{const} . \quad (4.2)$$

2. Механизмами переноса электронов и дырок являются диффузия и дрейф:

$$j_p(x) = -eD_p \frac{dp}{dx} + ep\mu_p E, \quad (4.3a)$$

$$j_n(x) = -eD_n \frac{dn}{dx} + en\mu_n E. \quad (4.3b)$$

Если эмиттер и база легированы однородно ($N_{\varnothing}(x) = const$, $N_B(x) = const$), то в состоянии равновесия поле E_0 вне перехода равно нулю. При положительном напряжении на диоде поле вне перехода связано с омическими сопротивлениями областей эмиттера и базы и направлено вдоль оси (рис.4.1,г). Поскольку удельное сопротивление квазинейтральных областей эмиттера и базы весьма мало по сравнению с удельным сопротивлением перехода, поля в эмиттере и базе малы.

3. Если приложенное к диоду напряжение не слишком велико, концентрации неосновных носителей в базе и эмиттере во много раз меньше, чем основных. Дрейфовые токи неосновных носителей при этом много меньше, чем дрейфовые токи основных носителей и, следовательно, много меньше полного тока через диод. В то же время ввиду условий квазинейтральности (4.1) градиенты концентрации основных носителей и неосновных носителей в каждой точке эмиттера и базы одинаковы, и диффузионные токи имеют одинаковый порядок величин. Поэтому токи неосновных носителей заряда в квазилинейных областях могут считаться чисто диффузионными (рис.4.1,в):

$$j_p \approx j_{p \text{ диф}}, \quad x > l_n, \quad (4.4a)$$

$$j_n \approx j_{n \text{ диф}}, \quad x < -l_p. \quad (4.4b)$$

4. Приложенное к диоду напряжение складывается из падений напряжений на p - n переходе U_n и на квазинейтральных областях эмиттера и базы (рис.4.1,а):

$$U = U_n + U_{\varnothing} + U_B. \quad (4.5)$$

Если ток через диод не слишком велик, основная часть полного напряжения U на переходе, так как области базы и эмиттера имеют значительно меньшее удельное сопротивление.

5. Изменения дырочного и электронного токов в области перехода могут быть связаны только с нарушением равновесия процессов термогенерации и рекомбинации носителей заряда в переходе. Поскольку электроны и дырки рекомбинируют и генерируются парами, должны выполняться равенства:

$$j_p(-l_p) - j_p(l_n) = j_{p \text{ rg}}, \quad (4.6a)$$

$$j_n(-l_n) - j_n(l_p) = j_{n \text{ rg}}, \quad (4.6b)$$

где $j_{p_{rg}} = j_{n_{rg}} = j_{rg}$ - ток, связанный с генерацией и рекомбинацией электронно-дырочных пар в переходе (рис.4.1,в). Если ширина перехода достаточно мала, ток j_{rg} может быть много меньше полного тока через диод.

С учетом вышесказанных соображений модель идеализированного диода будет основана на следующих допущениях:

1. Поперечные размеры диода много больше продольных (в направлении оси x), в результате чего задача может считаться одномерной (величины p , n , j_p , j_n зависят только от координаты x).

2. Эмиттер и база легированы однородно.

3. Падением напряжения на квазинейтральных областях эмиттера и базы можно пренебречь:

$$U \approx U_n$$

4. Приложенное к переходу напряжение не слишком велико, так что уровень инжекции в базе (и, тем более, в эмиттере) можно считать низким:

$$p_n \ll n_n \approx n_{n0} = N_B, \quad (4.7a)$$

$$n_p \ll p_p \approx p_{p0} = N_E. \quad (4.7b)$$

5. Дрейфовые токи неосновных носителей малы; при этом выполняются равенства (4.4).

6. Ширина p - n перехода настолько мала ($l \rightarrow 0$), что токами генерации носителей заряда в области перехода можно пренебречь.

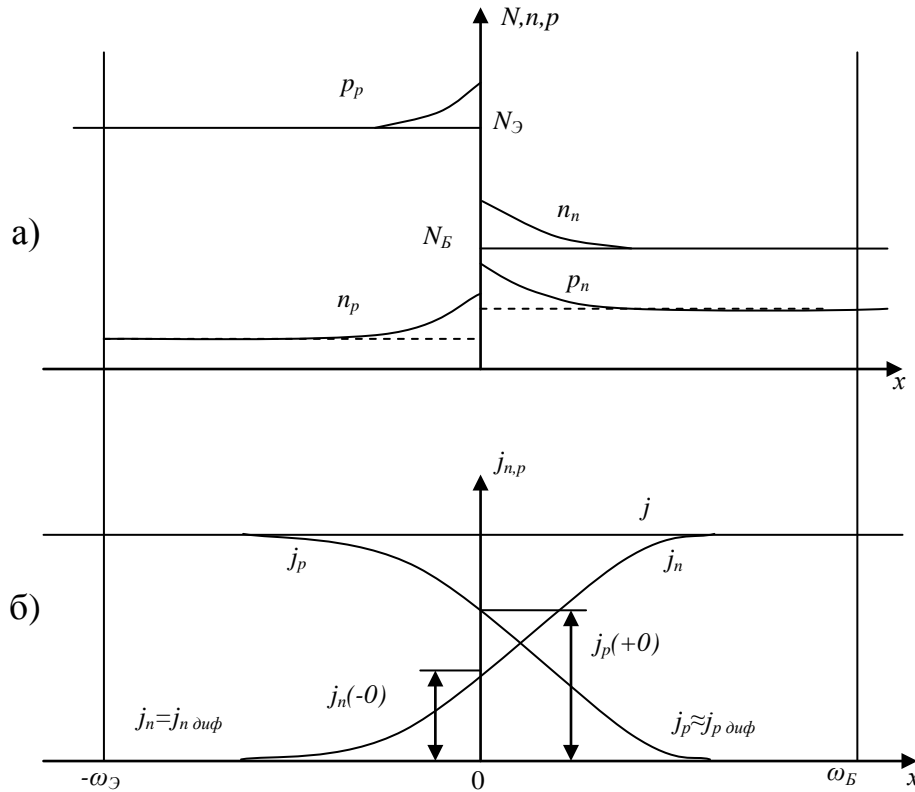


Рис. 4.2. Распределение носителей заряда (а) и токов (б) в идеализированной модели диода.

Распределения примесей, носителей заряда и токов в рамках идеализированной модели для $U > 0$ представлены на рис.4.2. Стационарные характеристики диода будут вначале проанализированы в рамках идеализированной модели, а затем мы рассмотрим, к чему приводят отклонения от принятых допущений.

4.2. Методика анализа ВАХ идеализированного диода

Поскольку полный ток диода в любом сечении имеет одну и ту же величину (4.2), для нахождения ВАХ диода необходимо вычислить в соответствии с уравнениями (4.3) токи j_p и j_n при любом значении x в зависимости от приложенного напряжения. Для этого, в свою очередь, следует знать распределения концентраций носителей заряда и поля. Общий подход к задаче заключается в решении уравнений непрерывности токов дырок и электронов:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} - \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x}, \quad (4.8a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + \frac{1}{e} \frac{\partial j_n}{\partial x}, \quad (4.8б)$$

совместно с уравнением Пуассона (2.13).

С учетом (4.3) уравнения непрерывности записывается в виде:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - \mu_p p \frac{\partial E}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \quad (4.9a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} - \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} - \mu_n n \frac{\partial E}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (4.9б)$$

В условиях квазинейтральности в уравнениях (4.9) можно считать $\Delta n = \Delta p$, $\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial n}{\partial x}$ и

$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}$ везде, кроме членов, содержащих $\frac{\partial E}{\partial x}$. (В соответствии с уравнением Пуассона

(2.13) $\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e(\Delta p - \Delta n)}{\epsilon \epsilon_0}$. Если положить здесь $\Delta n = \Delta p$, получим $\frac{\partial E}{\partial x} = 0$, тогда исчезнет

электрическое поле, поддерживающее квазинейтральность). Члены же с $\frac{\partial E}{\partial x}$ из (4.9б)

можно исключить. В результате вместо (4.9а,б) получим одно уравнение, называемое биполярным уравнением непрерывности. Поскольку избыточные носители

рекомбинируют парами, $\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t}$ и $\tau_p = \tau_n$. При этом биполярное уравнение

непрерывности можно записать в виде:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_p} - \mu E \frac{\partial p}{\partial x} + D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}, \quad (4.10a)$$

либо в виде:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau_n} + \mu E \frac{\partial n}{\partial x} + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (4.10б)$$

Здесь

$$D = \frac{p+n}{\frac{p}{D_n} + \frac{n}{D_p}}. \quad (4.11)$$

биполярный коэффициент диффузии, а

$$\mu = \frac{n-p}{\frac{p}{\mu_n} + \frac{n}{\mu_p}}. \quad (4.12)$$

биполярная подвижность.

При низком уровне инжекции в n -области $p \ll n$, и биполярные кинетические коэффициенты совпадают с кинетическими коэффициентами для неосновных носителей:

$$D = D_p, \quad \mu = \mu_p,$$

а уравнение (4.10а) имеет вид:

$$\frac{\partial p_n}{\partial x} = -\frac{\Delta p_n}{\tau_p} - \mu_p E \frac{\partial p_n}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} \quad (4.13a)$$

Для низкого уровня инжекции в p -области $n \ll p$. При этом биполярные кинетические коэффициенты связаны с кинетическими коэффициентами неосновных носителей следующим образом:

$$D = D_n,$$

$$\mu = \mu_n,$$

а уравнение (4.10б) имеет вид:

$$\frac{\partial n_p}{\partial x} = -\frac{\Delta n_p}{\tau_n} - \mu_n E \frac{\partial n_p}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2}. \quad (4.13б)$$

Сравнивая уравнения (4.13) и (4.9), приходим к следующему важному заключению:

При низком уровне инжекции биполярное уравнение непрерывности совпадает с уравнением непрерывности для неосновных носителей, но не содержит члена с $\frac{\partial E}{\partial x}$.

Допущения, принятые в идеализированной модели диода, позволяет предложить следующую методику для анализа его характеристик:

1. Полный ток определяется в сечении $x=0$ как сумма тока дырок в области на границе с переходом $j_p(+0)$ и тока электронов в p -области на границе с переходом $j_n(-0)$ (рис.4.2,б):

$$j = j_p(+0) + j_n(-0). \quad (4.14)$$

Справедливость равенства (4.14) является следствием допущения 6 (см. с. 40) о малости токов генерации-рекомбинации в переходе.

2. Поскольку оба тока $j_p(+0)$ и $j_n(-0)$ переносятся неосновными носителями, они являются чисто диффузионными (допущение 5) и определяются соотношениями:

$$j_p(+0) = -eD_p \frac{\partial p_n}{\partial x} (+0), \quad (4.15a)$$

$$j_n(-0) = eD_n \frac{\partial n_p}{\partial x} (-0). \quad (4.15б)$$

3. Градиенты концентрации неосновных носителей заряда на границах перехода определяются решением уравнений (4.13). При этом вследствие допущения 5 члены, содержащие электрическое поле, могут быть опущены:

$$\frac{\partial p_n}{\partial x} = -\frac{\Delta p_n}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}, \quad (4.16a)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial x} = -\frac{\Delta n_p}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n_p}{\partial x^2}. \quad (4.16b)$$

Таким образом, необходимость в определении электрического поля и, следовательно, в использовании уравнения Пуассона отпадает. Заметим, что электрическое поле играет существенную роль в переносе основных носителей (например, вдали от перехода ток переносился основными носителями (рис. 4.1,в) и является чисто дрейфовым).

4. При решении уравнения (4.16) используются граничные условия Шокли (3.7) и (3.8), справедливые при низком уровне инжекции (допущение 4). Вследствие допущения 3 напряжение на переходе совпадает с полным напряжением на диоде.

4.3. Распределения неосновных носителей заряда в квазинейтральных областях

Распределение дырок в базе описывается уравнением (4.16a), общее решение которого в стационарном случае ($\frac{\partial p_n}{\partial t} = 0$) имеет вид:

$$\Delta p_n = A_1 e^{\frac{x}{L_p}} + A_2 e^{-\frac{x}{L_p}}, \quad (4.17)$$

где

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} - \quad (4.18)$$

диффузионная длина дырок в базе.

Константы интегрирования A_1 и A_2 определяются граничными условиями: в точках $x = 0$ (граница базы с p - n переходом) и $x = \omega_B$ (граница базы с контактом).

В точке $x = 0$ для уровня инжекции справедливо граничное условие Шокли (3.7б):

$$\Delta p_n(0) = \Delta p_{n,sp} = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (4.19)$$

На границе с омическим контактом концентрация дырок соответствует равновесному значению p_{n0} :

$$\Delta p_n(\omega_B) = 0. \quad (4.20)$$

Таково определение омического контакта. В реальных приборах условие (4.19) не является вполне точным, однако это не влияет существенно на результат.

С учетом (4.19) и (4.20) из (4.17) получим

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) \frac{\operatorname{sh} \frac{(\omega_B - x)}{L_p}}{\operatorname{sh} \frac{\omega_B}{L_p}}. \quad (4.21a)$$

Распределение дырок в базе для различных напряжений на переходе представлено на рис.4.3.

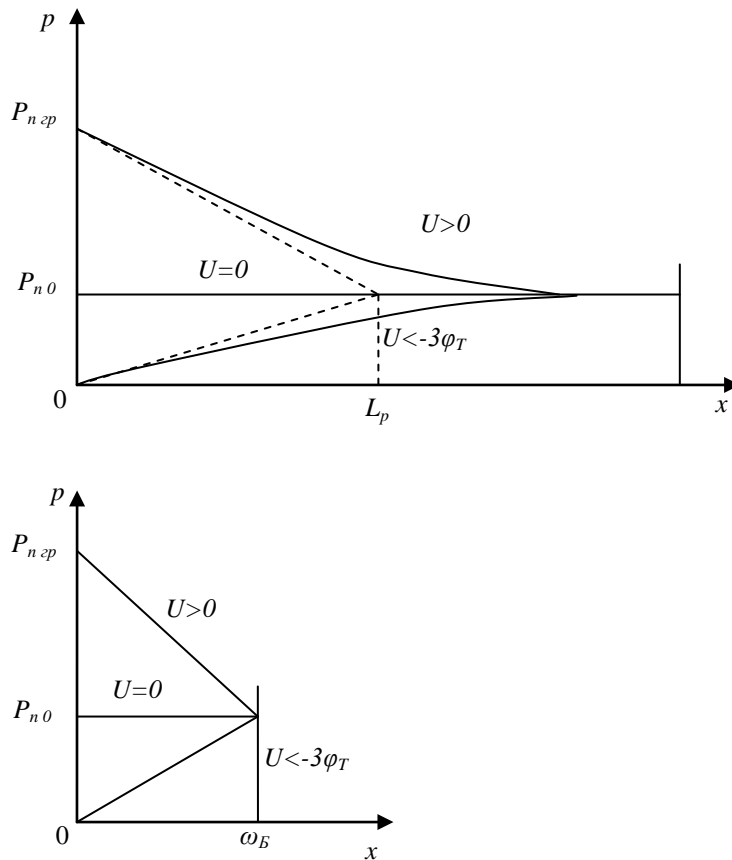


Рис. 4.3. Распределение неосновных носителей заряда в базе диода; а – длинная база ($\omega_B \gg L_p$), б – короткая база ($\omega_B \ll L_p$).

Для диода с длинной базой $\omega_B \gg L_p$ (рис.4.3,а) из (4.21а) следует

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (4.21б)$$

Таким образом, диффузионная длина есть расстояние, на котором избыточная концентрация носителей уменьшается вследствие рекомбинации в раз. Другими словами,

это средняя длина, которую дырки проходят под действием диффузии за время своей жизни.

В диоде с короткой базой $\omega_B \ll L_p$ (рис.4.3,б), при этом из (4.21а) следует

$$\Delta p_n(x) = p_{n0} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) \frac{\omega_B - x}{\omega_B}. \quad (4.21в)$$

Таким образом, в диоде с короткой базой распределение концентрации есть линейная функция x . Это объясняется тем, что дырки не успевают рекомбинировать в базе за время, в течение которого они диффундируют от p - n перехода к омическому контакту. Поскольку потерь на рекомбинацию нет, дырочный ток не зависит от x . Так как дырочный ток в базе является диффузионным, то от x не зависит также и градиент концентрации дырок, что и соответствует линейному распределению.

Аналогичным образом находится распределение избыточных электронов в эмиттере:

$$\Delta n_p(x) = n_{p0} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) \frac{sh \frac{(\omega_E - x')}{L_n}}{sh \frac{\omega_E}{L_n}} = \quad (4.22а)$$

$$= \begin{cases} n_{p0} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x'}{L_n}}, \omega_E \gg L_n; \\ n_{p0} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) \frac{\omega_E - x'}{\omega_E}, \omega_E \ll L_n \end{cases} \quad (4.22б) \quad (4.22в)$$

где $x' = -x$; $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$.

4.4. ВАХ идеализированного диода

Дифференцируя соотношения (4.21а), (4.22а) и подставляя результат в (4.15), получим:

$$j_p(+0) = j_{sp} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right), \quad (4.23а)$$

$$j_n(-0) = j_{sn} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right), \quad (4.23б)$$

где

$$j_{sp} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p th \frac{\omega_B}{L_p}} = \begin{cases} \frac{eD_p p_{n0}}{L_p}, \omega_B \gg L_p; \\ \frac{eD_p p_{n0}}{\omega_B}, \omega_B \ll L_p; \end{cases} \quad (4.24a)$$

$$j_{sn} = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n th \frac{\omega_{\Delta}}{L_n}} = \begin{cases} \frac{eD_n n_{p0}}{L_n}, \omega_{\Delta} \gg L_n; \\ \frac{eD_n n_{p0}}{\omega_{\Delta}}, \omega_{\Delta} \ll L_n. \end{cases} \quad (4.24б)$$

Величины j_{sp} и j_{sn} называются плотностями тепловых токов дырок и электронов соответственно.

С учетом (4.14) ВАХ идеализированного диода имеет вид:

$$I = I_s \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right), \quad (4.25)$$

$$I_s = I_{sp} + I_{sn} - \text{тепловой ток диода}, \quad (4.26)$$

$$I_{sp} = sj_{sp} - \text{тепловой ток дырок}, \quad (4.27a)$$

$$I_{sn} = sj_{sn} - \text{тепловой ток электронов}, \quad (4.27б)$$

S - площадь перехода.

Тепловой ток является единственным параметром, полностью определяющим ВАХ идеализированного диода.

Поскольку $p_{n0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}}$ и $n_{p0} = \frac{n_i^2}{p_{p0}}$, то ясно, что при одинаковых условиях тепловой

ток в германиевом диоде будет намного больше, чем в кремниевом (при $T=300$ К, $n_i \approx 10^{13}$ см⁻³ для германия, и $n_i \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻³ для -кремния).

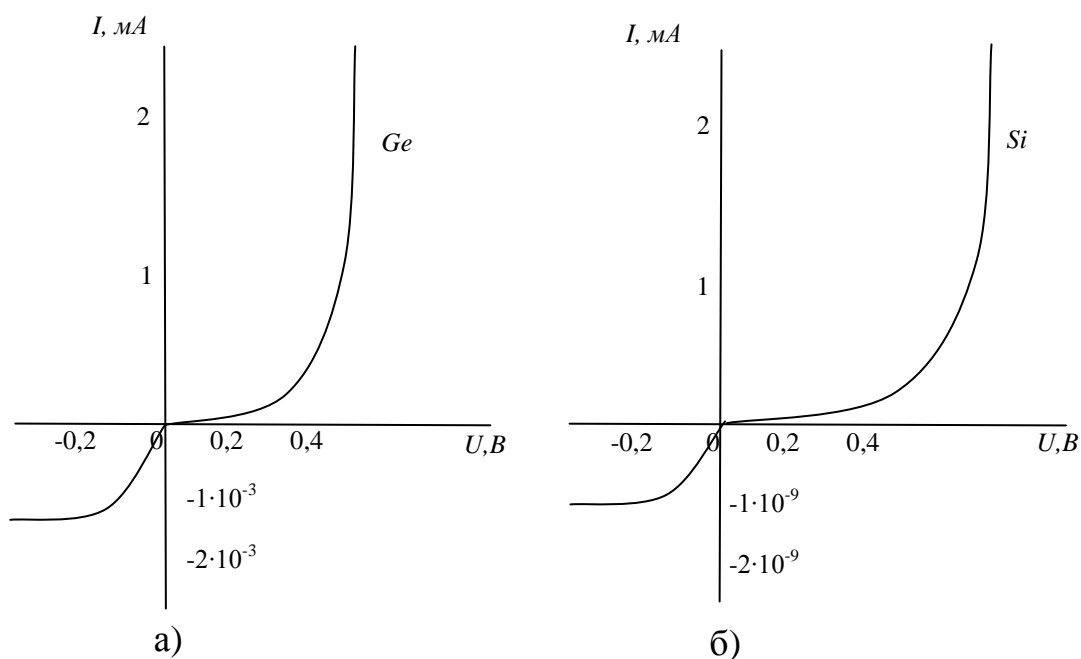


Рис. 4.4. ВАХ идеализированного диода; а- германиевый диод; б – кремниевый диод.

Из вольт-амперной характеристики (4.25) следует, что при $U < -3\varphi_T$ обратный ток через диод равен тепловому:

$$I = -I_s.$$

При этом ток не зависит от напряжения.

Примерный вид идеализированных ВАХ для германиевого и кремниевого диодов показан на рис.4.4.

ВАХ диода имеет резко асимметричный характер. При отрицательном напряжении высота потенциального барьера между эмиттером и базой возрастает, и диффузионные токи электронов и дырок уменьшаются практически до нуля. Дрейфовые составляющие токов не зависят от напряжения и составляют тепловой ток I_s . При положительном напряжении высота потенциального барьера уменьшается, и диффузионные токи электронов и дырок резко возрастают с ростом напряжения. Поскольку величина теплового тока весьма мала, диод обладает односторонней проводимостью.

В заключение отметим, что экспоненциальная форма ВАХ (4.25) непосредственно вытекает из граничных условий Шокли (3.7) и (3.8).

4.5. Тепловой ток.

В диоде с длинной базой ($\omega_B \gg L_p$) выражение (4.27а) сводится к виду:

$$I_{sp} = eSD_p \frac{P_{n0}}{L_p} \quad (4.28)$$

или

$$I_{sp} = e \frac{P_{n0}}{\tau_p} SL_p = eg_p V_p, \quad (4.29)$$

где $g_p = \frac{P_{n0}}{\tau_p}$ - скорость термогенерации дырок в базе;

$$V_p = SL_p$$

Физический смысл выражений (4.28) и (4.29) поясняется рис.4.3, на котором изображено распределение дырок в базе при $U < -3\phi_T$ (при этом $I = -I_s$, $I_p(0) = -I_{Sp}$). В соответствии с (4.21б)

$$p_n(x) = p_{n0} \left(1 - e^{-\frac{x}{L_p}} \right),$$

$$\frac{\partial p_n}{\partial x} (+0) = \frac{p_{n0}}{L_p}.$$

Таким образом, последний множитель в (4.28) имеет смысл градиента концентрации дырок в базе на границе с p - n переходом.

В запертом диоде концентрация неосновных носителей вблизи p - n перехода меньше равновесной величины. Вследствие этого их термогенерация происходит более интенсивно, чем рекомбинации, так как часть генерированных носителей попадает в область p - n перехода и выбрасывается полем в эмиттер. Выражение (4.29) показывает, что тепловой ток соответствует собиранию p - n переходом неосновных носителей, генерируемых со скоростью g_p в объеме $V_p = SL_p$. С расстояния, большего L_p , неосновные носители не успевают диффундировать до p - n перехода за время жизни и не дают вклада в тепловой ток.

В случае $\omega_B < L_p$ такая интерпретация теплового тока несправедлива, так как помимо тепловой генерации дырок, ток I_{Sp} обусловлен инжекцией дырок из контакта базы. С уменьшением толщины базы тепловой ток возрастает. Особенно велика роль

инжекции из контакта в случае короткой базы ($\omega_B \ll L_p$). При этом выражение (4.27а) записывается в виде:

$$I_{Sp} = eSD_p \frac{P_{n0}}{\omega_B}. \quad (4.30)$$

Из рис.4.3 видно, что последний множитель в (4.30) имеет смысл градиента концентрации дырок на границе с p - n переходом. В этом случае объем базы $V_B = S\omega_B$ мал, и тепловой ток, обусловленный термогенерацией дырок в базе, много меньше, чем тепловой ток, связанный с инжекцией носителей заряда из контакта базы.

Практически база может считаться короткой при $\frac{\omega_B}{L_p} < 0,75$ и длинной при $\frac{\omega_B}{L_p} > 1,5$.

Важным свойством теплового тока является сильная температурная зависимость, связанная в основном с резкой зависимостью от температуры концентрации неосновных носителей.

Из соотношений (4.26) и (4.27) получим

$$I_S = eSn_i^2 \left(\frac{D_p}{N_B L_p th \frac{\omega_B}{L_p}} + \frac{D_n}{N_\Delta L_n th \frac{\omega_\Delta}{L_n}} \right). \quad (4.31)$$

Поскольку

$$n_i^2 = N_C N_V e^{\frac{\Delta E}{kT}},$$

для теплового тока получим

$$I_S(T) = I_{S0} e^{\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (4.32)$$

где ток

$$I_{S0} = eSN_C N_V \left(\frac{D_p}{N_B L_p th \frac{\omega_B}{L_p}} + \frac{D_n}{N_\Delta L_n th \frac{\omega_\Delta}{L_n}} \right)$$

зависит от температуры значительно слабее, чем I_S , и может считаться постоянным ($N_C N_V \sim T^3$).

На практике ток обычно измеряется при комнатной температуре T_0 и требуется определить его значение при произвольной температуре T . Используя выражение (4.32) для $I_s(T)$, получим

$$\frac{I_s(T)}{I_s(T_0)} = \exp\left[\frac{\Delta E}{kT}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right)\right].$$

Заметим, что при $|\Delta T| = |T - T_0| \ll T_0$ показатель экспоненты можно представить в виде:

$$\frac{\Delta E}{k}\left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right) \approx \frac{\Delta T}{T_s},$$

где

$$T_s = \frac{kT_0^2}{\Delta E}. \quad (4.33)$$

При этом

$$\frac{I_s(T)}{I_s(T_0)} \approx e^{\frac{\Delta T}{T_s}} = 2^{\frac{\Delta T}{T_{удв}}}, \quad (4.34)$$

где $T_{удв} = T \ln 2$ - температура удвоения теплового тока.

При увеличении температуры на $T_{удв}$ тепловой ток удваивается. Из соотношения (4.33) видно, что зависимость теплового тока от температуры тем более велика, чем шире запрещенная зона полупроводника. Так, при $T = 290$ К величина температуры удвоения теплового тока для германия ($\Delta E = 0,72$ эВ) составляет 10 К; для кремния ($\Delta E = 1,12$ эВ) - 6,5 К, а для арсенида галлия ($\Delta E = 1,52$ эВ) - всего 4,7 К.

4.6. Температурная зависимость прямой ветви ВАХ диода.

При обратном смещении температурная зависимость ВАХ идеализированного диода сводится к температурной зависимости теплового тока от $I_s(T)$, рассмотренной в предыдущем параграфе.

При прямом смещении температурную зависимость ВАХ удобно характеризовать температурным коэффициентом напряжения (ТКН):

$$\lambda_U = \left. \frac{\partial U}{\partial T} \right|_{dI=0}. \quad (4.35)$$

ТКН численно равен изменению прямого напряжения на диоде при изменении температуры на 1 градус и постоянном токе диода.

При $U > 3\varphi_T (I \gg I_s)$ соотношение (4.25) с учетом (4.32) дает

$$U = \varphi_T \ln \frac{I}{I_s} = \varphi_T \ln \left(\frac{I}{I_{s0}} e^{\frac{\Delta E}{kT}} \right) = \frac{\Delta E}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{I}{I_{s0}}.$$

Дифференцируя по температуре, получим

$$\lambda_U = -\frac{U - \frac{\Delta E}{e}}{T}. \quad (4.36)$$

Для невырожденных полупроводников $U < \varphi_T < \frac{\Delta E}{e}$, а величина ТКН отрицательна, поэтому при увеличении температуры прямая ветвь ВАХ диода сдвигается в сторону меньших напряжений. При $T = 290$ К и $U \ll \frac{\Delta E}{e}$:

$$\lambda_U = -\frac{\Delta E}{T} = \begin{cases} 2,4 \text{ мВ/град} (\text{Ge-диоды}). \\ 3,9 \text{ мВ/град} (\text{Si-диоды}). \end{cases}$$

4.7. Характеристические сопротивления диода и коэффициент качества ВАХ диода.

Основным показателем качества ВАХ диода является нелинейность его характеристики, позволяющая осуществлять выпрямление электрических сигналов, ограничение их по амплитуде, преобразования частотного спектра и другие нелинейные операции.

Нелинейность ВАХ проявляется в различии дифференциального сопротивления $r = \frac{dU}{dI}$ и статического сопротивления $R = \frac{U}{I}$. Из ВАХ (4.25) находим

$$r = \frac{\varphi_T}{I + I_s}, \quad (4.37)$$

$$R = \frac{\varphi_T}{I} \ln \left(1 + \frac{I}{I_s} \right) \quad (4.38)$$

Легко видеть, что в состоянии равновесия ($U = 0$) дифференциальное и статическое сопротивления совпадают.

На прямой ветви ВАХ ($U > 0$) дифференциальное сопротивление меньше статического. При $I \gg I_s$ дифференциальное сопротивление зависит только от тока и температуры, причем эта зависимость одинакова для всех диодов:

$$R \approx \frac{\varphi_T}{I}. \quad (4.39)$$

На обратной ветви ВАХ ($U < 0$) дифференциальное сопротивление больше статического. При $U < -3\varphi_T$ величина дифференциального сопротивления может считаться бесконечно большой, так как $I \approx -I_S$. Статическое сопротивление при этом пропорционально обратному напряжению:

$$R \approx -\frac{U}{I_S}. \quad (4.40)$$

Критерием качества диода может служить коэффициент качества ВАХ, определяемый следующим образом:

$$k = \varphi_T \frac{d^2 I}{dU^2} / \frac{dI}{dU} \quad (4.41)$$

Для элемента, обладающего линейной ВАХ вида $I = aU$, $k = 0$. Для идеального диода, имеющего ВАХ вида (4.25), $k = 1$.

4.8. Коэффициент инжекции.

В плоскости перехода ($x = 0$) ток диода имеет электронную и дырочную составляющие (4.14).

Отношение

$$\gamma_p = \frac{I_p(0)}{I_p(0) + I_n(0)}, \quad (4.42a)$$

показывающее, какая часть тока в плоскости перехода переносится дырками, называется коэффициентом инжекции дырок. Соответственно, величина

$$\gamma_n = \frac{I_n(0)}{I_p(0) + I_n(0)} \quad (4.42b)$$

коэффициент инжекции электронов.

Очевидно, что сумма коэффициентов инжекции электронов и дырок равна 1:

$$\gamma_p + \gamma_n = 1. \quad (4.43)$$

Коэффициент инжекции носителей, инжектируемых из эмиттера в базу, называется эффективностью эмиттера γ . В случае эмиттера p -типа эффективность эмиттера равна коэффициенту инжекции дырок:

$$\gamma = \gamma_p.$$

Величина эффективности эмиттера не является, как правило, важным параметром полупроводникового диода, однако в транзисторе имеет решающее значение. Коэффициенты инжекции определяются соотношениями (4.25) -(4.27).

Для расчета эффективности эмиттера могут быть использованы соотношения (4.25) - (4.27):

$$\gamma_p = \frac{I_{Sp}}{I_{Sp} + I_{Sn}} = \left[1 + \frac{D_n n_{p0} L_p \operatorname{th} \frac{\omega_B}{L_p}}{D_p p_{n0} L_n \operatorname{th} \frac{\omega_{\mathcal{E}}}{L_n}} \right]^{-1}. \quad (4.44a)$$

Учитывая, что для p -эмиттера

$$\frac{n_{p0}}{p_{n0}} = \frac{n_{n0}}{p_{p0}} = \frac{N_B}{N_{\mathcal{E}}}, \quad \frac{D_n}{D_p} = \frac{\mu_n}{\mu_p},$$

получим

$$\gamma = \left[1 + \frac{\rho_{\mathcal{E}} L_p \operatorname{th} \frac{\omega_B}{L_p}}{\rho_B L_n \operatorname{th} \frac{\omega_{\mathcal{E}}}{L_n}} \right]^{-1}$$

или

$$\gamma = \left[1 + \frac{\frac{L_p \operatorname{th} \frac{\omega_B}{L_p}}{\rho_{S\mathcal{E}}} \frac{\omega_B}{L_p}}{\frac{\rho_{SB}}{\omega_{\mathcal{E}}} \frac{L_n \operatorname{th} \frac{\omega_{\mathcal{E}}}{L_n}}{\omega_{\mathcal{E}}}} \right]^{-1},$$

где $\rho_{\mathcal{E}}$, ρ_B - удельное сопротивления материала эмиттера и базы; $\rho_{S\mathcal{E},B} = \frac{\rho_{\mathcal{E},B}}{\omega_{\mathcal{E},B}}$ -

поверхностные сопротивления эмиттерного и базового слоев.

В случае короткой базы и короткого эмиттера ($\frac{\omega_B}{L_p} \ll 1$, $\frac{\omega_{\mathcal{E}}}{L_n} \ll 1$) эффективность эмиттера определяется соотношением поверхностных сопротивлений эмиттера и базы:

$$\gamma = \left(1 + \frac{\rho_{S\mathcal{E}}}{\rho_{SB}} \right)^{-1}. \quad (4.44г)$$

Эффективность эмиттера приближается к единице при увеличении степени легирования эмиттера и уменьшении степени легирования базы.

Из (4.44а) следует, что эффективность эмиттера зависит от отношения концентраций неосновных носителей в эмиттере (n_{p0}) и базе (p_{n0}). Особенно большим это отношение может быть в гетеропереходах. Если высота потенциального барьера для электронов

существенно превышает высоту барьера для дырок, ток через переход практически полностью переносится дырками, и их коэффициент инжекции равен 1.

Основные результаты.

1. Анализ идеализированного диода сводится к решению уравнения непрерывности для неосновных носителей в эмиттере и базе без учета электрического поля.

2. ВАХ идеализированного диода описывается уравнением (4.25) и полностью определяется единственным параметром - тепловым током.

3. При обратном смещении температурная зависимость ВАХ определяется температурной зависимостью тока и характеризуется температурами T_S или $T_{удв}$.

4. При прямом смещении температурная зависимость ВАХ характеризуется температурным коэффициентом напряжения (ТКН), величина которого отрицательна.

5. Выпрямляющие свойства диода проявляются в различии дифференциального и статического сопротивлений, определяемых соотношениями (4.37) и (4.38). При прямом смещении дифференциальное сопротивление диода обратно пропорционально току.

6. Соотношение дырочного и электронного тока в плоскости перехода определяется эффективностью эмиттера. Эффективность эмиттера увеличивается с увеличением степени легирования эмиттера и уменьшением степени легирования базы.

5. ВАХ РЕАЛЬНОГО ДИОДА

5.1. Особенности ВАХ реального диода

Идеализированная модель диода основана на целом ряде физических допущений, перечисленных в параграфе 4.1. При работе реального диода в широком диапазоне токов эти допущения могут не выполняться, что приводит к расхождению ВАХ реального диода и ВАХ, описываемой выражением (4,25). В области больших токов должны проявляться эффекты, связанные с падением напряжения на сопротивлениях базы и эмиттера, а также с повышением уровня инжекции. При высоком уровне инжекции перестают выполняться граничные условия Шокли, определяющие форму ВАХ. Кроме того, при высоком уровне инжекции недопустимо пренебрежение дрейфовым током неосновных носителей заряда, поскольку их концентрация не может считаться малой. Наконец, часть тока в реальном диоде связана с термогенерацией и рекомбинацией электронно-дырочных пар в переходе. Этот ток не был учтен в идеализированной модели диода.

В главе 5 будут рассмотрены указанные выше эффекты, выяснены связанные с ними изменения ВАХ диода и определены условия, при которых учет того или иного эффекта становится необходимым.

5.2. Термогенерация и рекомбинация носителей заряда в $p-n$ переходе

При выводе ВАХ идеализированного диода мы пренебрегали термогенерацией и рекомбинацией носителей в области $p-n$ перехода, считая, что инжектированные составляющие дырочного и электронного тока одинаковы по обе стороны перехода.

Носители заряда, генерированные в области $p-n$ перехода, подхватываются Сильным электрическим полем и выбрасываются за пределы перехода: дырки - в p -область, электроны - в n -область. Таким образом, ток термогенерации направлен от n -области к p -области.

Носители заряда, диффундирующие через $p-n$ переход, имеют вероятность рекомбинировать в области перехода. Поскольку дырки диффундируют в сторону n -области, а электроны - в сторону p -области, с процессом рекомбинации в переходе связан ток, протекающий от p -области к n -области. При выводе ВАХ мы вычисляем диффузионный ток носителей после их выхода из $p-n$ перехода. Таким образом, ток, связанный с рекомбинацией в области перехода, учтен нами не был.

В равновесном состоянии токи термогенерации и рекомбинация в $p-n$ переходе взаимно уравниваются.

При прямом смещении перехода диффузионные потоки носителей резко возрастает, соответственно возрастает и ток рекомбинации в переходе. Ток термогенерации, напротив, уменьшается, так как скорость генерации зависит только от температуры, а объем $p-n$ перехода сокращается вследствие уменьшения его ширины. Таким образом, ток рекомбинации увеличивает общий прямой ток диода.

При обратном смещении перехода диффузионные потоки носителей практически прекращаются, соответственно прекращается и ток рекомбинации в переходе. С увеличением обратного смещения ток термогенерации несколько возрастает из-за увеличения объема $p-n$ перехода. Таким образом, ток термогенерации увеличивает общий обратный ток диода и делает зависящим его от напряжения.

Расчет токов термогенерации и рекомбинации в переходе проводится на основании теории рекомбинации электронов и дырок, разработанной Шокли и Ридом [3, с.310-312]. Ими было получено соотношение для расчета скорости рекомбинации электроно-

дырочных пар в предположении, что рекомбинация происходит через ловушки, энергетический уровень которых E_t расположен в запрещенной зоне. Для случая, когда коэффициенты захвата ловушками электронов C_n и дырок C_p одинаковы, а уровень ловушек совпадает с уровнем электростатической энергии (уровнем Ферми в собственном полупроводнике), соотношение имеет вид:

$$r - g = \frac{pn - n_i^2}{\tau_0(n + p + 2n_i)}, \quad (5.1)$$

где r - скорость рекомбинации пар; g - скорость генерации; $\tau_0 = \frac{1}{N_t C_n} = \frac{1}{N_t C_p}$; N_t - концентрация ловушек.

Ввиду постоянства квазиуровней Ферми в области p - n перехода произведение концентрации электронов и дырок не зависит от координаты и определяется приложенным к переходу напряжением. Подстановка (3.5) в (5.1) дает

$$r - g = \frac{n_i^2 \left(e^{\frac{U}{\varphi_r}} - 1 \right)}{\tau_0(n + p + 2n_i)}. \quad (5.2)$$

Первое слагаемое в правой части (5.2) соответствует скорости рекомбинации пар, второе - скорости термогенерации. Поскольку каждая рекомбинированная в переходе пара вызывает протекание в цепи диода заряда e в направлении от p - к n -области, а каждая генерированная пара - протекание в цепи диода того же заряда в обратном направлении, ток генерации-рекомбинации может быть представлен в виде:

$$I_{rg} = I_r + I_g, \quad (5.3)$$

где

$$I_r = eS \int_{-l_p}^{l_n} r(x) dx - \quad (5.4)$$

ток рекомбинации;

$$I_g = -eS \int_{-l_p}^{l_n} g(x) dx - \quad (5.5)$$

ток термогенерации.

5.3. Ток термогенерации (обратное смещение перехода)

При $U < -3\varphi_T$ диффузионные потоки электронов и дырок практически прекращаются, и в области перехода выполняется неравенства: $p \ll n_i$, $n \ll n_i$, $r \ll g$.

При этом из (2.2) - (2.5) получим:

$$g \approx \frac{n_i}{2\tau_0}, \quad (5.6)$$

$$|I_{rg}| \approx |I_g| \approx en_iSl / 2\tau_0. \quad (5.7)$$

С учетом (3.11) зависимость тока термогенерации от напряжения имеет вид:

$$I_g = -I_{g0}^k \sqrt[k]{\frac{\varphi_k - U}{\varphi_k}}, \quad (5.8)$$

где

$$I_{g0} = en_iSl_0 / 2\tau_0; \quad (5.9)$$

$k = 2$ для ступенчатого (или сильно асимметричного диффузионного) перехода, и $k = 3$ для линейного перехода.

Заметим, что ток термогенерации пропорционален собственной концентрации носителей заряда n_i , в то время, как тепловой ток пропорционален n_i^2 . В связи с этим значения температуры T_S и T_{yob} для тока термогенерации вдвое больше, чем для теплового тока (при $E_i \neq F_i$ это утверждение несправедливо).

Интересно сравнить величины тока термогенерации и теплового тока. Полагая $\gamma_p \rightarrow 1$ и $I_S \approx I_p$, из (5.8), (5.9) и (4.27а) получим

$$\frac{I_g}{I_S} = \frac{l}{2L_p} \frac{N_B}{n_i} th \frac{\omega_B}{L_p}. \quad (5.10)$$

В германиевых диодах, ввиду большой величины собственной концентрации n_i^2 , $I_g \ll I_S$ (за исключением области очень низких температур). В кремниевых диодах собственная концентрация носителей заряда значительно меньше, поэтому при комнатной температуре обычно выполняется неравенство $I_g \gg I_S$.

С ростом температуры тепловой ток увеличивается быстрее, чем ток термогенерации, поэтому тепловой ток превосходит ток термогенерации при температурах порядка 120 °С. Абсолютная величина тока термогенерации, так же как и теплового тока, в кремниевых диодах значительно меньше, чем в германиевых.

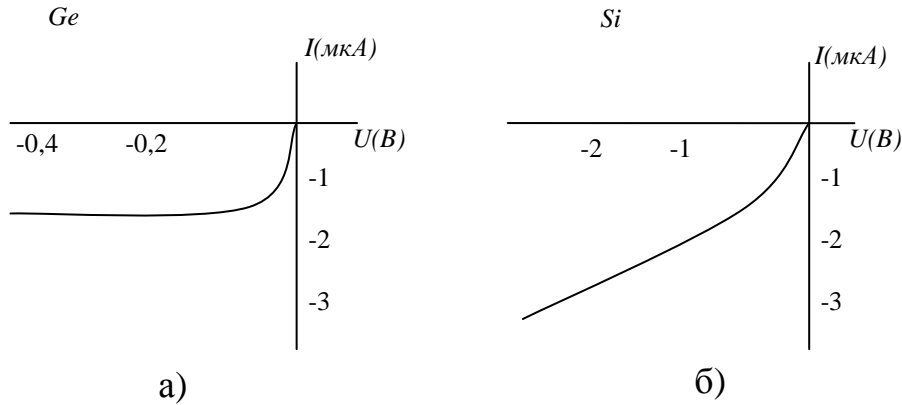


Рис. 5.1. Обратные ветви ВАХ германиевого (а) и кремниевого (б) диодов.

Типичные обратные ветви ВАХ германиевого и кремниевого диодов при комнатной температуре представлены на рис. 5.1.

5.4. Ток рекомбинации (прямое смещение перехода)

При $U > -5\varphi_T$ скорость рекомбинации носителей заряда в переходе значительно превосходит скорость термгенерации:

$$r \approx \frac{n_i^2 e^{\frac{U}{\varphi_T}}}{\tau_0 (n + p + 2n_i)} \gg g, \quad (5.11)$$

$$I_{rg} \approx I_r \gg |I_g|.$$

Учитывая соотношение (3.5), нетрудно убедиться, что скорость рекомбинации достигает максимального значения в плоскости $x = x_M$ перехода, где

$$p(x_M) = n(x_M) = n_i e^{\frac{U}{2\varphi_T}} \gg n_i. \text{ При этом}$$

$$r_{\max} \approx \frac{n_i}{2\tau_0} e^{\frac{U}{2\varphi_T}}. \quad (5.12)$$

Подставляя (5.12) в (5.4), получим

$$I_r = eS r_{\max} l_{\text{эф}} = I_{g0} \frac{l_{\text{эф}}}{l} e^{\frac{U}{2\varphi_T}}. \quad (5.13)$$

Здесь эффективная ширина p - n перехода $l_{\text{эф}}$ в 2-3 раза меньше его действительной ширины, а ток I_{g0} определяется соотношением (5.9). Выражение (5.13) показывает, что ток рекомбинации слабее нарастает с ростом прямого напряжения ($\sim e^{\frac{U}{2\varphi_T}}$), чем

диффузионный ток ($\sim e^{\frac{U}{\phi_T}}$). Поэтому вклад тока рекомбинации в общий ток диода заметен только при малых уровнях тока.

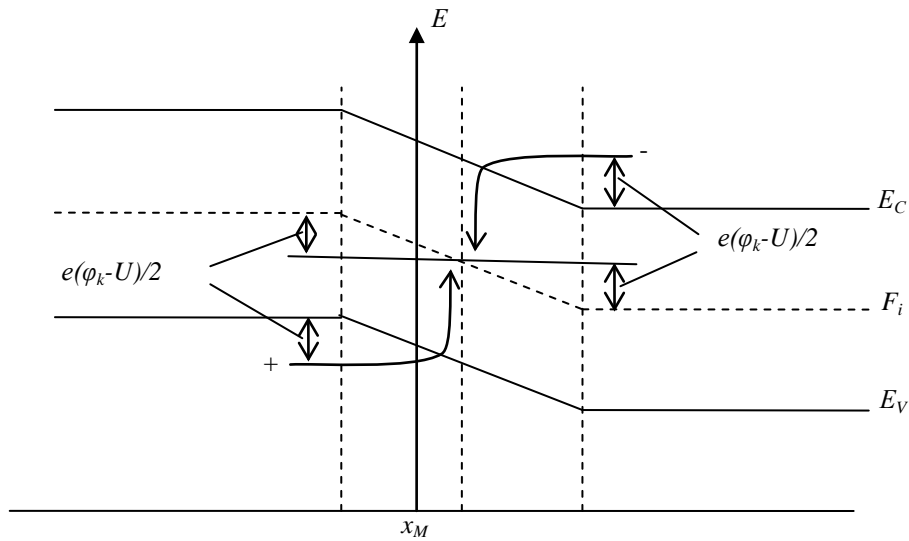


Рис. 5.2. Энергетическая диаграмма, поясняющая ВАХ тока рекомбинации в p - n переходе.

В германиевых диодах ток рекомбинации можно обнаружить только при низких температурах (когда n_i мало).

В заключение заметим, что полученная ВАХ тока рекомбинации (5.13) является следствием принятого допущения о том, что энергетический уровень ловушек совпадает с электростатической энергией. При этом скорость рекомбинации максимальна в плоскости $x = x_M$, проходящей через половину высоты потенциального барьера (рис.5.2), а показатель экспоненты в (5.12) равен $\frac{U}{2\phi_T}$. При $E_t \neq F_i$ ВАХ имеет вид:

$$I_r \sim e^{\frac{U}{m\phi_T}}, \quad (5.14)$$

где $1 < m < 2$. Подставляя (5.14) в (4.41), нетрудно видеть, что в случае, когда основной вклад в ток дает ток рекомбинации ($I \approx I_r$), коэффициент качества - ВАХ снижается:

$$k = \frac{1}{m} < 1.$$

5.5. Сопротивление базы

Поскольку в реальных диодах эмиттер легирован значительно сильнее базы, влияние омического сопротивления эмиттера на ВАХ диода значительно меньше, чем

сопротивление базы. Суммарное напряжение, приложенное к диоду, при этом распределяется между p - n переходом и базовой областью (рис.4.1,а):

$$U = U_n + U_B = U_n + Ir_B, \quad (5.15)$$

где

$$r_B = \rho_B \frac{\omega_B}{S} - \quad (5.16)$$

сопротивление базы: ρ_B - удельное сопротивление базовой области. Если уровень инжекции мал ($p_n \ll n_{n0}$), удельное сопротивление базовой области определяется степенью легирования базы:

$$\rho_B = (en_n\mu_n + ep_n\mu_p)^{-1} = 1/e\mu_n N_B. \quad (5.17)$$

При высоком уровне инжекции инжектированные в базу носители уменьшают удельное сопротивление. Если же толщина базы велика ($\omega_B \gg L_p$), то эти носители сосредоточены в сравнительно малой области базы вблизи перехода, и выражение (5.17) остается справедливым. При короткой базе в условиях высокого уровня инжекции формулой (5.17) пользоваться нельзя. Этот случай будет рассмотрен в параграфе 5.6 особо. В соответствии с (5.15) ВАХ диода имеет вид:

$$I = I_S \left(e^{\frac{U_n}{\varphi_T}} - 1 \right) = I_S \left(e^{\frac{U - Ir_B}{\varphi_T}} - 1 \right), \quad (5.18)$$

а дифференциальное сопротивление диода при $I \gg I_S$ составляет

$$r = \frac{\varphi_T}{I} + r_B. \quad (5.19)$$

Выражение (5,19) показывает, что влиянием сопротивления базы можно пренебречь при

$$I \ll I_B = \frac{\varphi_T}{r_B}, \quad (5.20)$$

где I_B - ток омического вырождения ВАХ диода.

При $I \gg I_B$, $r \approx r_B$ ВАХ диода вырождается в прямую линию (рис.5.3).

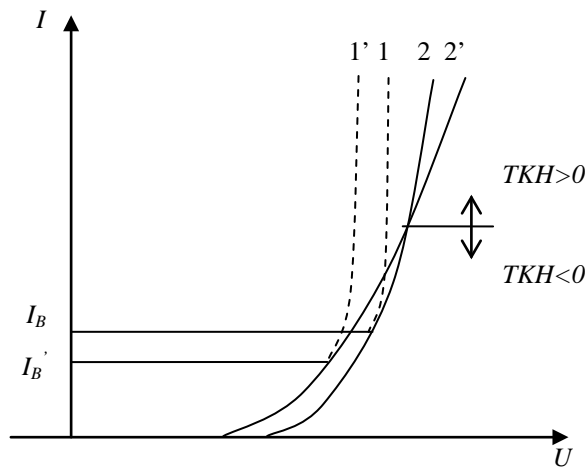


Рис. 5.3. Влияние сопротивления базы на ВАХ диода: $r_B=0$ (кривые 1, 1'); $r_B>0$ (кривые 2, 2'); $T'>T$.

При токах, больших тока омического вырождения, сопротивление базы существенно влияет на ТКН диода. Так как степень легирования базы обычно невелика ($N_B < 10^{18} \text{ см}^{-3}$), основным механизмом рассеяния носителей заряда является рассеяние на фононах. При этом подвижность основных носителей в базе уменьшается, а сопротивление базы возрастает с ростом температура, поэтому при больших токах ТКН может стать положительным (рис.5.3). Из соотношений (5.13) и (4.41) нетрудно видеть, что сопротивление базы снижает коэффициент качества НАХ диода, спрямляя его характеристику:

$$k = \left[1 + \frac{r_B(I + I_s)}{\varphi_T} \right]^{-2} < 1. \quad (5.21)$$

5.6. Характеристики диода при высоком уровне инжекции

Особенности высокого уровня инжекции. При большой плотности тока концентрация неосновных носителей заряда, инжектированных в базу, из эмиттера, может превышать концентрацию основных носителей заряда в базе. Этот случай соответствует высокому уровню инжекции. Для базы n -типа условие высокого уровня инжекции имеет вид:

$$\delta = \frac{p_n(0)}{n_{n0}} \gg 1, \quad (5.22)$$

где δ - уровень инжекции.

Распределение концентраций электронов и дырок в базе при высоком уровне инжекции представлено на рис. 5.4.

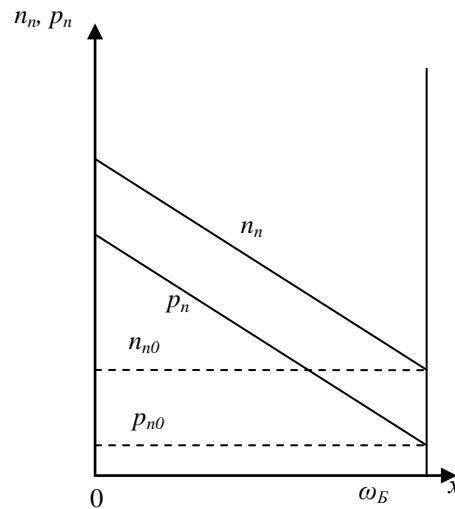


Рис.5.4. Распределение носителей заряда в базе при высоком уровне инжекции.

Отметим основные особенности работы диода при высоком уровне инжекции:

1. Граничное условие Шокли (3,7) для концентрации неосновных носителей заряда на границе с областью $p-n$ перехода при высоком уровне инжекции не выполняется. Его следует заменить условием (3.9).

2. Удельная проводимость базы зависит от уровня инжекции и от координаты.

3. Заметную роль играет электрическое поле в базе, обусловленное двумя причинами: а) омическим падением напряжения на сопротивлении базы; б) нарушением электронейтральности базы вследствие разницы коэффициентов диффузии электронов и дырок.

Очевидно, что в диоде с длинной базой ($\omega_B \gg L_p$). высокий уровень инжекции не может быть реализован во всей базе. Так как аналитическое решение уравнения непрерывности для произвольного уровня инжекции связано со значительными математическими трудностями, мы ограничимся рассмотрением диодов с тонкой базой ($\omega_B \ll L_p$). Для высокого уровня инжекции применение таких диодов предпочтительнее, так как при малой толщине базы уменьшается ее сопротивление.

Распределение носителей заряда в базе. Избыточные концентрации электронов и дырок при высоком уровне инжекции определяются одним из уравнений (4.10), например (4.10б).

Заметим, что при $p_n(x) \gg n_{n0}$ имеют место приближенные равенства

$$p_n(x) \approx \Delta p_n(x) \approx \Delta n_n(x) \approx n(x). \quad (5.23)$$

С учетом (5.23), (4.11) и (4.12) биполярные кинетические коэффициенты записываются в виде:

$$D = \frac{2D_n D_p}{D_n + D_p}, \quad (5.24)$$

$$\mu = 0. \quad (5.25)$$

При этом биполярное уравнение непрерывности (4.10б) оказывается линейным и не содержит члена с электрическим полем. В стационарном состоянии ($\frac{dn}{dt} = 0$) оно имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \Delta n_n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n_n}{L^2} = 0, \quad (5.26)$$

где $L = \sqrt{D\tau}$ - биполярная диффузионная длина; $\tau = \tau_p = \tau_n$.

Электрическое поле не входит в уравнение (5.26) в явном виде, однако именно оно обеспечивает квазинейтральность базы и, в конечном счете, определяет величину биполярного коэффициента диффузии. Кроме того, ввиду больших концентраций электронов и дырок в базе электрическое поле вызывает значительные дрейфовые токи.

При граничном условии на омическом контакте $\Delta n_n(\omega_B)$ решение уравнения (5.26) имеет вид, аналогичный (4.21):

$$\Delta n_n(x) = \Delta p_n(x) = \Delta n_n(0) \frac{\operatorname{sh} \frac{\omega_B - x}{L}}{\operatorname{sh} \frac{\omega_B}{L}} \approx \Delta n(0) \frac{\omega_B - x}{\omega_B}, \quad (5.27)$$

где граничное условие в плоскости $x = 0$ определяется выражением (3.9):

$$\Delta n_n(0) \approx \Delta p_p(0) = n_i e^{\frac{U}{2\phi_T}}. \quad (5.28)$$

Последнее приближение в (5.27) основано на принятом выше допущении, что $\omega_B \ll L$.

Полные концентрации электронов и дырок примерно равны избыточным:

$$n_n(x) \approx p_n(x) \approx \Delta n(0) \frac{\omega_B - x}{\omega_B}. \quad (5.29)$$

Строго говоря, последнее равенство не выполняется вблизи плоскости $x = \omega_B$, где $p_n(x) = p_{n0}$ (рис.5.4). Однако при $\delta \gg 1$ эта область имеет малую протяженность, и ошибки, связанные с приближением (5.29), невелики.

ВАХ диода. Для вычисления ВАХ диода при высоком уровне инжекции необходимо связать плотность тока диода с избыточной концентрацией носителей $\Delta p_n(0)$ и, следовательно, с напряжением на p - n переходе. При этом следует принять во внимание следующие обстоятельства:

1. Условие квазинейтральности базы $\Delta n_n(x) \approx \Delta p_p(x)$ обеспечивается кулоновским притяжением основных носителей заряда (электронов) к инжектированным из эмиттера дыркам. Соответствующее электрическое поле при высоком уровне инжекции может быть значительным. Это поле всегда направлено таким образом, что способствует продвижению неосновных носителей заряда от перехода к базовому контакту. Поскольку концентрация неосновных носителей не может считаться малой, необходимо учесть дрейфовую составляющую их тока.

2. Эмиттер диода предполагается легированным значительно сильнее, чем база, поэтому эффективность эмиттера $\gamma = \gamma_p$ близка к 1, и почти во всей базе (кроме области $x \approx \omega_B$) полный ток практически совпадает с дырочным током:

$$j_p(x) \approx j, \quad (5.30a)$$

$$j_n(x) \approx 0. \quad (5.30б)$$

Для нахождения электрического поля в базе запишем уравнение для плотностей дырочного и электронного токов с учетом дрейфовых составляющих:

$$j_p(x) = -eD_p \frac{\partial p_n}{\partial x} + ep_n \mu_p E(x) = -eD_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \left[1 - \frac{p_n(x)E(x)}{\varphi_T \frac{\partial p_n}{\partial x}} \right], \quad (5.31)$$

$$j_n(x) = -eD_n \frac{\partial n_n}{\partial x} + en_n \mu_n E(x) = -eD_n \frac{\partial n_n}{\partial x} \left[1 - \frac{n_n(x)E(x)}{\varphi_T \frac{\partial n_n}{\partial x}} \right]. \quad (5.32)$$

С учетом (5.29) и (5.30б) получим

$$E(x) \approx -\frac{\varphi_T}{n_n} \frac{\partial n_n}{\partial x} \approx -\frac{\varphi_T}{p_n} \frac{\partial p_n}{\partial x}. \quad (5.33)$$

Подстановка (5.33) в (5.31) с учетом (5.29) и (3.9) позволяет определить плотность дырочного тока:

$$j_p(x) = -e2D_p \frac{\partial p_n}{\partial x}, \quad (5.34)$$

$$j_p(0) \approx j = \frac{e2D_p \Delta p_n(0)S}{\omega_B} = \frac{e2D_p n_i}{\omega_B} e^{\frac{U_{II}}{2\varphi_T}}, \quad (5.35)$$

где U_{II} - напряжение на $p-n$ переходе.

Выражение (5.34) показывает, что влияние электрического поля на ток дырок в базе сводится к удвоению коэффициента диффузии неосновных носителей (дрейфовая и диффузионные составляющие токов одинаковы).

Полное напряжение на диоде складывается из падения напряжения на $p-n$ переходе и на нейтральной области базы:

$$U = U_{II} + U_B \quad (5.36)$$

Последнее находится путем интегрирования соотношения (5.33) для поля в базе с учетом граничного условия (3.9):

$$U_B = \int_0^{\omega_B} E(x) dx = \varphi_T \int_{p_n(\omega_B)}^{p_n(0)} \frac{dp_n}{p_n} = \varphi_T \ln \frac{p_n(0)}{p_{n0}} = \frac{U_{II}}{2} + \varphi_T \ln \frac{N_B}{n_i}. \quad (5.37)$$

Подставляя (5.37) в (5.36), получим

$$U_{II} = \frac{2}{3} \left(\Gamma - \varphi_T \ln \frac{N_B}{n_i} \right). \quad (5.38)$$

Соотношения (5.35) и (5.38) с учетом (4.40) позволяют определить ВАХ диода при высоком уровне инжекции:

$$I = I_S^* e^{\frac{U}{3\varphi_T}}, \quad (5.39)$$

$$I_S^* = \frac{2eD_p S n_i^{\frac{2}{3}} n_{n0}^{\frac{1}{3}}}{\omega_B} = 2I_S \left(\frac{N_B}{n_i} \right)^{\frac{4}{3}}. \quad (5.40)$$

Сравнение ВАХ (5.40) и (4.25) показывает, что при высоком уровне инжекции зависимость тока от напряжения получается менее резкой, чем при низком уровне. Это связано с изменением граничного условия при , а также с падением напряжения на нейтральной области базы. Заметим, что сопротивление базы не вырождает ВАХ диода в линейную, так как при увеличении уровня инжекции сопротивление базы уменьшается. Подстановка (5.40) в (4.41) показывает, что коэффициент качества ВАХ диода при высоком уровне инжекции составляет $k = \frac{1}{3}$.

Эффективность эмиттера. Коэффициент инжекции дырок определяется соотношением (4.42а)

$$\gamma = \left[1 + \frac{I_n(0)}{I_p(0)} \right]^{-1}.$$

Поскольку уровень инжекции в эмиттере всегда остается низким, для электронного тока справедливо соотношение

$$I_n(0) = I_{Sn} \left(e^{\frac{U_{II}}{\varphi_T}} - 1 \right) \approx I_{Sn} e^{\frac{U_{II}}{\varphi_E}}.$$

С учетом (5.35) получим

$$\gamma = \left[1 + \frac{I_{Sn} n_i}{2I_{Sp} n_{n0}} e^{\frac{U_{II}}{2\varphi_E}} \right]^{-1} = \left[1 + \frac{I}{I_{Sp}} \frac{n_i^2}{N_B} \frac{1 - \gamma_0}{4} \right]^{-1}, \quad (5.41)$$

где γ_0 - эффективность эмиттера при низком уровне инжекции. Очевидно, что эффективность эмиттера уменьшается с ростом тока. Это объясняется тем, что при увеличении напряжения на $p-n$ переходе дырочный ток возрастает медленнее электронного. Разумеется, формула (5.41) справедлива только при $1 - \gamma \ll 1$. В противном случае не выполняются допущения, сделанные при расчете дырочного тока.

Граница высокого и низкого уровня инжекции. С учетом (5.22), (5.16), (5,17) и (5.20) соотношение (5.35) может быть представлено в виде:

$$\delta = \frac{bI}{2I_B}$$

где I_B - ток омического вырождения.

Поскольку в германиевых и кремниевых диодах значение параметра $b = \frac{\mu_n}{\mu_p} \approx 2$, единичный уровень инжекции реализуется как раз при $I = I_B$. При $I \ll I_B$ диод работает в условиях низкого уровня инжекции, а при $I \gg I_B$ - в условиях высокого уровня инжекции.

В диоде с длинной базой омическое вырождение наступает уже при низком уровне инжекции.

5.7. ВАХ реального диода

Особенности ВАХ реального диода поясняются рис.5.5. ВАХ германиевого диода при температуре $T = 300$ К представлены на рис. 5.5,а. Обратная ветвь ВАХ хорошо описывается уравнением (4.25). На прямой ветви, которая для удобства изображена в полулогарифмическом масштабе, можно выделить несколько характерных участков.

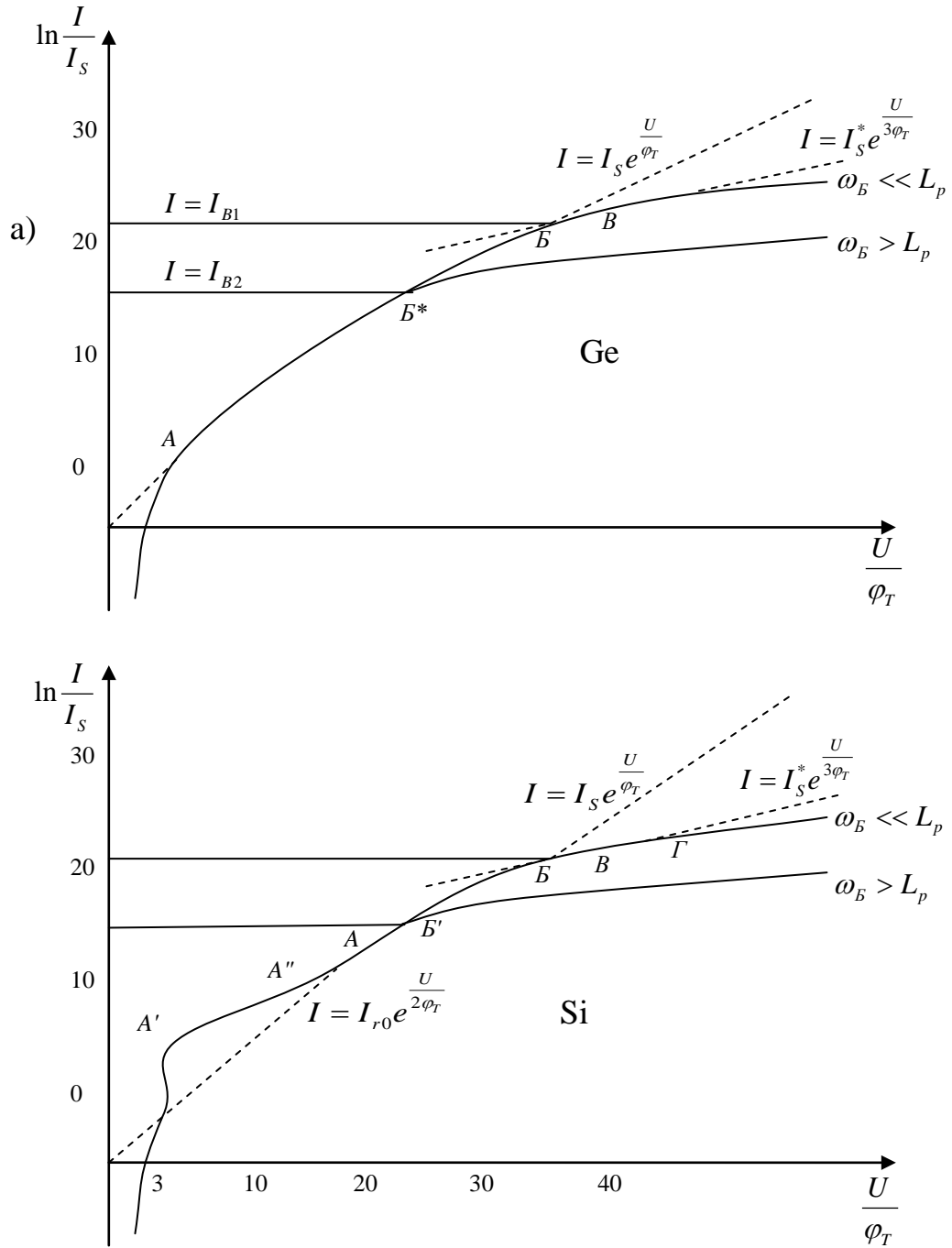


Рис. 5.5. Прямая ветвь ВАХ германиевого (а) и кремниевого (б) реальных диодов в полулогарифмическом масштабе.

В диод, с короткой базой ($\omega_B \ll L_p$) левее точки B ВАХ описывается уравнением (4.25). При $U > 3\phi_T$ участок AB в выбранном масштабе ВАХ представляет собой прямую линию с единичным наклоном. Ток омического вырождения I_{B1} соответствует границе низкого и высокого уровней инжекции. При высоком уровне инжекции (участок $B\Gamma$) ВАХ

описывается соотношением (5.40) и изображается прямой линией с тангенсом угла наклона $1/3$. Правее точки Γ соотношение (5.40) становится несправедливым, так как эффективность эмиттера уменьшается и не может считаться близкой к 1.

В диоде с длинной базой сопротивление базы увеличивается, и ток омического вырождения уменьшается (I_{B2} на рис. 5.5,а). Участок, на котором ВАХ соответствует идеализированной модели, сокращается (AB' на рис.5.5,а). Правее точки B большая часть приложенного напряжения падает на сопротивлении базы, и ВАХ диода описывается приближенным соотношением (5.42)

$$I \approx \frac{U - U_B}{r_B}, \quad (5.42)$$

где

$$U_B = \varphi_T \ln \frac{I_B}{I_S}.$$

На рис. 5.5,6 представлена ВАХ кремниевого диода при $T = 300$ К. Особенностью ее прямой ветви является наличие линейного участка $A'A''$ с тангенсом угла наклона $1/2$, соответствующего преобладанию тока рекомбинации в p - n переходе (5.13).

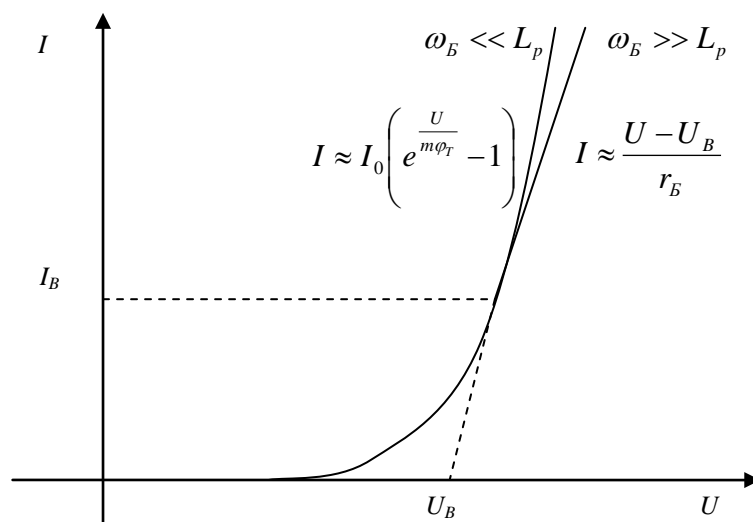


Рис. 5.6. ВАХ реального диода в линейном масштабе.

На обратной ветви основную часть тока составляет ток термогенерации в p - n переходе.

Примерный вид ВАХ диода в линейном масштабе изображен на рис.5.6. Для практических расчетов при $I > I_B$ ВАХ часто аппроксимируется прямой линией, соответствующей уравнению (5.42). Особенно хорошо эта аппроксимация применима к диодам с длинной базой. Другой полезной аппроксимацией ВАХ диода является функция

$$I = I_0 \left(e^{\frac{U}{m\varphi_i}} - 1 \right). \quad (5.43)$$

В зависимости от режима коэффициент m (коэффициент неидеальности) принимает значения от 1 до 3. Коэффициент качества ВАХ диода при этом составляет $k = \frac{1}{m}$. В этом смысле все факторы, отличающие реальный диод от идеализированной модели, являются нежелательными.

Основные результаты.

1. В кремниевых диодах при малых токах существенную роль играют процессы генерации и рекомбинации носителей заряда в области $p-n$ перехода. Первый из этих процессов приводит к увеличению обратного тока и его зависимости от напряжения. Второй процесс увеличивает прямой ток через диод, причем зависимость его от напряжения становится менее резкой, чем в идеализированной модели, и коэффициент качества ВДХ уменьшается.

2. При токах, больших тока омического вырождения, часть приложенного к диоду напряжения выделяется на сопротивлении базы. При этом ВАХ диода приближается к линейной. Особенно велика роль сопротивления базы в диодах с длинной базой. Сопротивление базы влияет на величину ТКН. При больших токах величина ТКН может стать положительной.

3. При больших прямых токах концентрация неосновных носителей в базе на границе с $p-n$ переходом может превысить равновесную концентрацию основных носителей, что соответствует высокому уровню инжекции. При этом нарушаются граничные условия Шокли в базе, уменьшается величина сопротивления базы и увеличивается дрейфовая составляющая тока неосновных носителей в базе. При высоком уровне инжекции зависимость тока от напряжения становится менее резкой, чем в идеализированной модели, и коэффициент качества ВАХ уменьшается. В диодах с короткой базой высокий уровень инжекции соответствует токам, большим по величине тока омического вырождения.

6. ПРОБОЙ $P-N$ ПЕРЕХОДА

6.1. Механизм пробоя $p-n$ перехода

Экспериментально установлено, что при повышении обратного напряжения до некоторой величины обратный ток диода возрастает. Это явление называется пробоем перехода, а соответствующее напряжение - напряжением пробоя.

Известно четыре основных механизма пробоя:

- 1) тепловой;
- 2) лавинный;
- 3) туннельный;
- 4) поверхностный.

Последний вид пробоя связан с изменением свойств полупроводника вблизи поверхности и сильно зависит от состояния поверхности. Если полупроводник в местах выхода перехода на поверхность покрыт диэлектриком достаточно высокого качества, поверхностный механизм пробоя не проявляется. Поверхностный пробой мы в дальнейшем рассматривать не будем.

Для определения напряжения пробоя следует рассчитать пробивные напряжения для каждого механизма в отдельности и выбрать из них наименьшее значение.

6.2. Тепловой пробой

При протекании обратного тока в $p-n$ переходе выделяется тепло, в результате чего повышается температура перехода. Увеличение температуры приводит к возрастанию обратного тока и еще большему нагреву диода. Такая обратная связь может привести к неограниченному увеличению тока - пробую.

Рассмотрим тепловой баланс обратного смещения $p-n$ перехода ($U < 0$). В состоянии теплового равновесия поглощаемая диодом мощность

$$P_{\text{погл}} = UI \quad (6.1)$$

должна быть равна рассеиваемой мощности

$$P_{\text{рас}} = \frac{\Delta T}{R_T}, \quad (6.2)$$

где $I < U$ - обратный ток; R_T - тепловое сопротивление диода.

Поскольку в кремниевых диодах обратный ток весьма мал и не вызывает обычно заметного разогрева перехода, тепловой пробой в основном имеет место в германиевых диодах, для которых в соответствии с (4,34) получим

$$I = -I_S = -I_S(T_0) e^{\frac{\Delta T}{T_S}}$$

Условие теплового баланса дает

$$P = \frac{\Delta T}{R_T} = -I_S(T_0)Ue^{\frac{\Delta T}{T_S}}. \quad (6.3)$$

Графическое решение этого уравнения изображено на рис. 6.1 для четырех значений напряжения: $0 > U_1 > U_2 > U_3 > U_4$. При $U = U_1$ точка A_1 соответствует состоянию устойчивого равновесия, а точка B_1 - состоянию неустойчивого равновесия. Действительно, при флуктуации температуры, например, в сторону ее увеличения, рассеиваемая мощность в состоянии A_1 становится больше поглощаемой, что приводит к уничтожению флуктуации. В состоянии B_1 рассеиваемая мощность оказывается меньше поглощаемой, что приводит к увеличению флуктуации. Зависимость $I_S(U)$, построенная на основании графического решения уравнения (6.3), имеет участок отрицательного дифференциального сопротивления, соответствующий неустойчивым состояниям, типа точки B_1 (рис.6.2). При напряжении U_3 дифференциальное сопротивление диода равно нулю. Абсолютная величина этого напряжения и есть напряжение теплового пробоя U_{np} , так как ток при этом неограниченно нарастает.

Очевидно, при $U = -U_{np}$ должны выполняться равенства:

$$P_{ногл} = P_{рас}, \quad \frac{\partial P_{ногл}}{\partial \Delta T} = \frac{\partial P_{рас}}{\partial \Delta T}$$

Отсюда

$$\frac{\Delta T_{np}}{R_T} = I_S(T_0)U_{np}e^{\frac{\Delta T_{np}}{T_S}}, \quad \frac{1}{R_T} = \frac{I_S(T_0)U_{np}}{T_S}e^{\frac{\Delta T_{np}}{T_S}},$$

где ΔT_{np} - перегрев перехода при пробое.

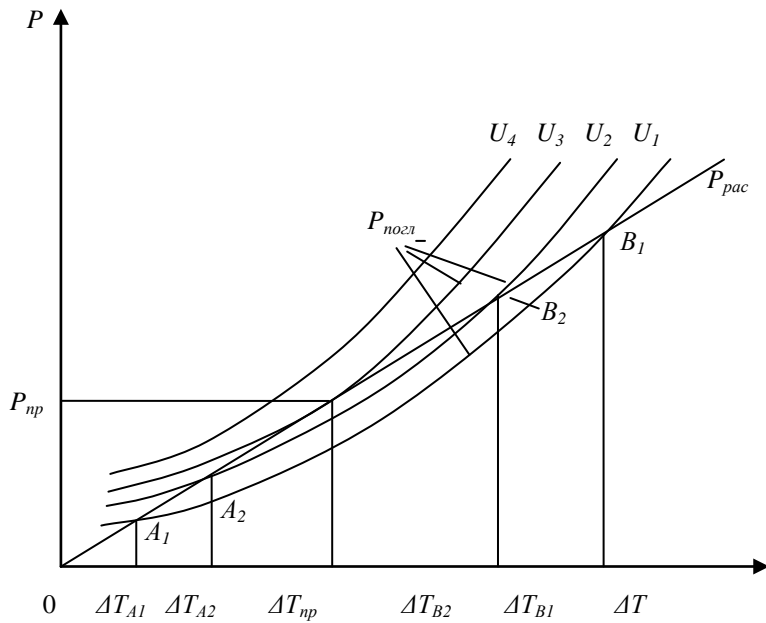


Рис. 6.1. Тепловой баланс обратного смещения p - n перехода.

Решая полученную систему уравнений относительно $\Delta T_{нр}$ и $U_{нр}$, находим:

$$\Delta T_{нр} = T_S, \quad (6.4)$$

$$U_{нр} = T_S / 2,72 R_T I_S(T_0). \quad (6.5)$$

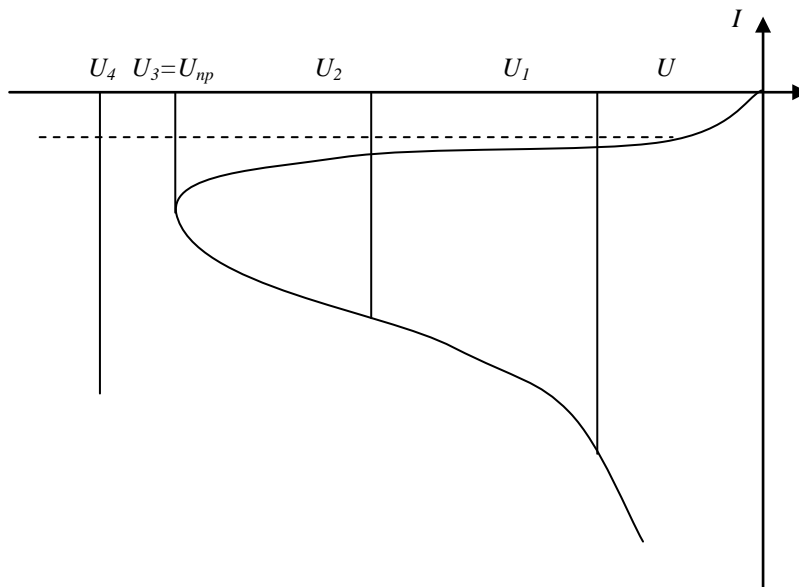


Рис. 6.2. ВАХ теплового пробоя.

Выражение (6.5) показывает, что тепловой пробой характерен для сравнительно мощных, в первую очередь германиевых, диодов с повышенным значением теплового тока. Для повышения напряжения теплового пробоя необходимо улучшать условия теплоотвода (снижать тепловое сопротивление).

6.3. Лавинный пробой

При лавинном пробое носители заряда, ускоряющиеся в электрическом поле p - n перехода, могут набрать энергию, достаточную для ионизации электронно-дырочной пары. Новые носители, ускоряясь в поле перехода, производят новые акты ионизации, что в конечном итоге приводит к лавинному характеру умножения носителей и резкому увеличению обратного тока. Лавинный пробой происходит при таком напряжении, при котором каждый носитель, проходя через область объемного заряда, производит путем последовательных столкновений в среднем одну электронно-дырочную пару.

Действительно, пусть коэффициент размножения носителей в переходе есть M . Это значит, что каждый носитель заряда создает в среднем M электронно-дырочных пар (мы полагаем, что коэффициенты размножения электронов и дырок одинаковы). Поскольку суммарный путь, проходимый вторичными носителями, равен ширине перехода (рис.6.3), каждая ионизованная пара также создает на своем пути M пар.

Результирующий ток запишется в виде:

$$I = I_0(1 + M + M^2 + \dots) = \frac{I_0}{1 - M}, \quad (6.6)$$

где I_0 - ток, созданный первичными носителями. При $M \rightarrow 1$ ток стремится к бесконечности, что соответствует лавинному пробую.

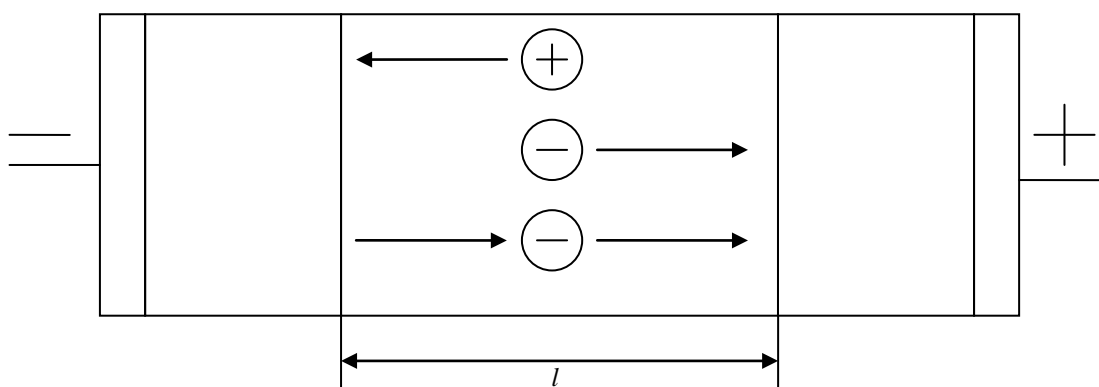


Рис. 6.3. Размножение носителей заряда в p - n переходе.

Пусть $\alpha(E)$ - коэффициент ударной ионизации, определяемой как среднее число электронно-дырочных пар, образованных одним носителем на единице пути. Тогда условие пробоя может быть записано в виде:

$$M = \int \alpha[E(x)] dx = 1. \quad (6.7)$$

Вообще говоря, $\alpha_n \neq \alpha_p$, однако при пробое количество электронов и дырок почти одинаково (носители размножаются парами, а их количество много больше исходного), поэтому в качестве α может быть использовано некоторое среднее значение между α_n и α_p .

Зависимость $\alpha(E)$ определяется вероятностью того, что носитель наберет в поле энергию равную пороговой энергии ионизации E_I . Если считать, что энергия ионизации набирается без единого столкновения, то вероятность этого процесса выражается соотношением

$$W_I = \frac{1}{\tau_{CT}} e^{-\frac{E_I}{eE\lambda}},$$

где $\frac{1}{\tau_{CT}}$ - частота столкновений; λ - длина свободного пробега.

Таким образом,

$$\alpha(E) = ae^{-\frac{b}{E}}.$$

Для кремния параметры имеют следующие значения:

$$a = 1,1 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}, \quad b = 1,65 \cdot 10^6 \text{ В/см}.$$

При этом критерий пробоя (6.7) записывается в виде:

$$\int ae^{-\frac{b}{E(x, U_{np})}} dx = 1. \quad (6.8)$$

Для ступенчатых и резко асимметричных диффузионных переходов поле E и ширина перехода l являются функциями приложенного напряжения и результирующей концентрации примеси в базе N_B , поэтому условие (6.8) можно рассматривать как трансцендентное уравнение, определяющее зависимость $U_{np}(N_B)$. С увеличением степени легирования базы напряжение лавинного пробоя уменьшается, так как увеличение поля в переходе резко увеличивает вероятность ионизации пар (рис.6.4).

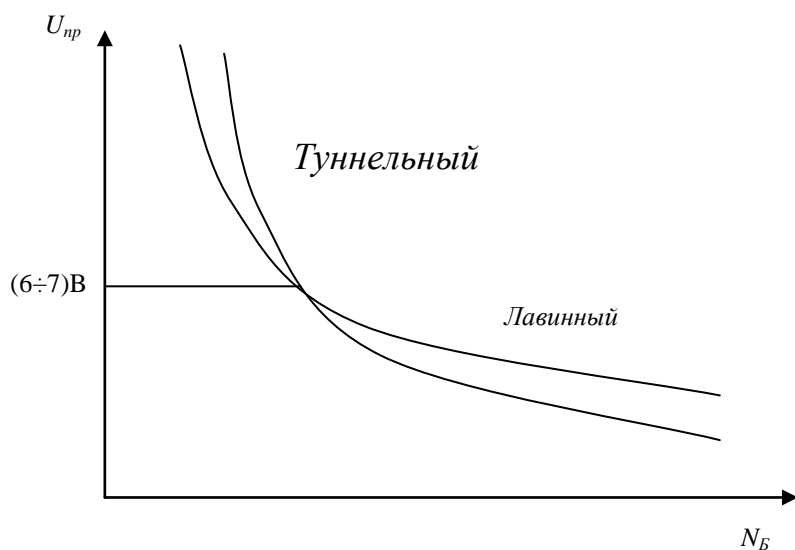


Рис.6.4. Зависимость напряжения пробоя от степени легирования базы.

Учитывая, что концентрация примеси в базе определяет удельное сопротивление базовой области, обычно представляют эту зависимость в виде $U_{пр}(\rho_B)$. Хорошим приближением является степенная функция:

$$U_{пр}(B) = A\rho_B^B \text{ (Ом·см)}. \quad (6.9)$$

Для кремниевого диода с n -базой: $A=86, B=0,64$.

Для кремниевого диода с p -базой: $A=23, B=0,75$.

Вид ВАХ в предпробойной области описывается полуэмпирической формулой

$$\frac{I}{I_0} = \left[1 - \left(\frac{U}{U_{пр}} \right)^n \right]^{-1}. \quad (6.10)$$

Здесь $n = 3$ для германиевой базы n -типа и кремниевой базы p -типа; $n=5$ для германиевой базы p -типа и кремниевой базы n -типа.

Номограммы для расчета напряжений лавинного пробоя диффузионных переходов представлены в [2, с. 109 – 119].

6.4. Туннельный (полевой) пробой

При туннельном пробое увеличение обратного тока с ростом напряжения происходит за счет увеличения вероятности просачивания носителей через потенциальный барьер, создаваемый запрещенной зоной полупроводника.

Из рис.6.5 видно, что при обратном смещении перехода происходит перекрытие энергетических областей, соответствующих валентной зоне p -области и зоне

проводимости n -области ($E_{vp} > E_{cn}$). В результате становится вероятным туннелирование электронов из валентной зоны p -области в зону проводимости n -области. Эта вероятность увеличивается с увеличением обратного напряжения, так как уменьшается ширина барьера (высота барьера постоянна и равна ширине запрещенной зоны ΔE) и увеличивается диапазон перекрытия разрешенных зон.

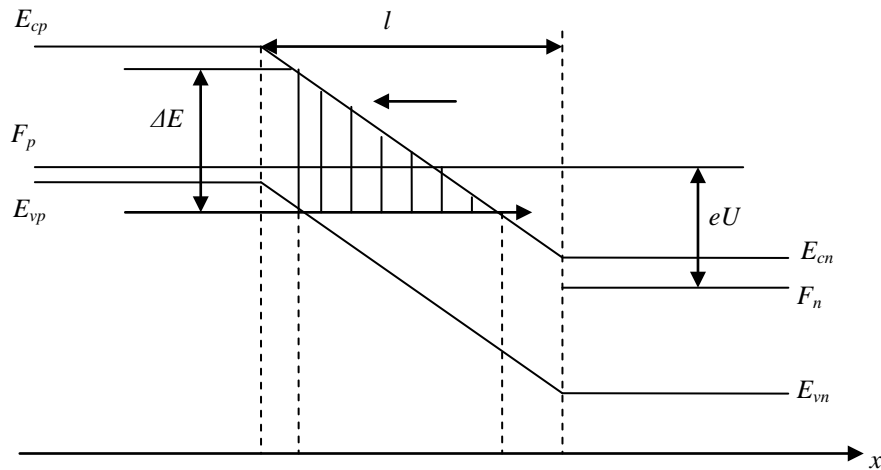


Рис. 6.5. Энергетическая диаграмма, поясняющая туннельный ток через p - n переход.

Таким образом, имеет место монотонный рост обратного тока при увеличении напряжения. Напряжение туннельного пробоя может быть определено лишь условно, если в качестве критерия пробоя считать превышение обратным током некоторой заданной величины. Обычно нарастание тока происходит достаточно резко, что и дает право говорить о «пробое».

Ограничимся рассмотрением случая, когда при переходе через барьер сохраняется энергия электрона. В единицу времени к барьеру единичной площади сечения со стороны p -области подходит $dn(E)$ электронов с энергией от E до $E + dE$, причем

$$dn(E) = g(E)dE \cdot v(E) / 5, \quad (6.11)$$

где $g(E) = (2m_p h^2)^{-3/2} (E_{vp} - E)^{1/2} / 2\pi^2$ - плотность квантовых состояний в валентной зоне; m_p - эффективная масса дырок в валентной зоне (она считается постоянной в интервале

энергии (от E_{cn} до E_{vp}); $v(E) = \sqrt{\frac{2(E_{vp} - E)}{m_p}}$ - скорость электрона.

Поскольку прозрачность барьера мала, частичное заполнение уровней зоны проводимости n -типа туннелирующими электронами не ограничивает существенно

общего потока. Поэтому туннельный ток, переносимый электронами с энергией от E до $E + dE$, составляет:

$$dI_t = -eSPv(E)dE / 6, \quad (6.12)$$

где P - прозрачность барьера (вероятность туннелирования). Знак минус соответствует направлению тока от n - к p -области.

Если барьер считать треугольным (т.е. усреднить электрическое поле в переходе), то его прозрачность не будет зависеть от энергии электрона (рис.6.4), и полный туннельный ток может быть получен интегрированием (6.12) от E_{Cn} до E_{vp} :

$$I_t = -\frac{\sqrt{2}eSP}{6\sqrt{m_p}} \int_{E_{Cn}}^{E_{vp}} g(E)(E_{vp} - E)^{\frac{1}{2}} dE = \frac{eSPm_p}{6\pi^2 h^3} (E_{vp} - E_{Cn})^2. \quad (6.13)$$

Туннельный пробой имеет место при малой ширине барьера, т.е. в узких p - n переходах, которые получаются при сильном легировании слоев. При этом квазиуровни Ферми для основных носителей лежат вблизи краев запрещенной зоны:

$$E_{Cn} \approx F_n, \quad E_{vp} \approx F_p, \quad (6.14)$$

а $E_{vp} - E_{Cn} \approx F_p - F_n = -eU$ [см.(3.4)]. Следовательно,

$$I_t \approx -\frac{e^3 m_p S P U^2}{6\pi^2 h^3}. \quad (6.15)$$

Прозрачность барьера определяется путем решения уравнения Шредингера для электронов, подходящих к барьеру из p -области, и сравнения квадратов модулей волновых функций по обе стороны барьера. Такой анализ дает

$$P = \exp\left[-\frac{2\sqrt{m_p}}{h} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{E_C(x) - E} dx\right].$$

Для треугольного барьера зависимость $E_C(x)$ линейна, что соответствует усреднению электрического поля в переходе:

$$E_C(x) - E = e \langle E \rangle (x - x_2).$$

При этом

$$p = \exp\left[-\frac{4}{3} \sqrt{2m_p \langle E \rangle} (x_2 - x_1)^{\frac{3}{2}}\right]. \quad (6.16)$$

Ширина барьера у основания есть

$$x_1 - x_2 = \Delta E / e \langle E \rangle, \quad (6.17)$$

а среднее поле

$$\langle E \rangle = \frac{\varphi_k - U}{l} \approx -\frac{U}{l}. \quad (6.18)$$

Последнее приближение основано на том, что туннельный ток становится заметным при $-U \gg \varphi_k$. Подставляя (6.15) - (6.18) в (6.14), получим

$$I_t \approx -\frac{e^2 S m_p U^2}{6\pi^2 \hbar^3} \exp\left(\frac{-l}{3U} \sqrt{2^5 \Delta E^3 m_p}\right). \quad (6.19)$$

Зависимость ширины перехода от напряжения описывается соотношением (3.11), причем при сильном легировании p - и n -областей контактная разность потенциалов примерно соответствует ширине запрещенной зоны:

$$l = l_0^k \sqrt{\frac{\varphi_k - U}{\varphi_k}} \approx l_0^k \sqrt{\frac{-U}{\varphi_k}} \approx l_0^k \sqrt{\frac{-eU}{\Delta E}}. \quad (6.20)$$

Подставляя (6.20) в (6.19), получим ВЛХ туннельного тока:

$$I_t \approx -\frac{e^2 S m_p U^2}{6\pi^2 \hbar^3} \exp\left(\frac{-l_0^k \sqrt{32 m_p \Delta E^{3-2/k}}}{eU^{(k-1)/k}}\right). \quad (6.21)$$

Пробивное напряжение, как указывалось выше, определяется условно, например, из выражения

$$I_t(U_{np}) = (10 \div 100) I_s. \quad (6.22)$$

Ввиду резкой зависимости туннельного тока от напряжения выбор коэффициента в правой части (6.22) мало влияет на величину напряжения пробоя.

Номограммы для определения напряжения туннельного пробоя приведены в [2, с. 109 - 119].

6.5. Особенности лавинного и туннельного механизмов пробоя

Как при туннельном, так и при лавинном механизмах пробоя пробивные напряжения уменьшаются с уменьшением ширины перехода, т.е. с увеличением степени легирования базы. Однако для туннельного пробоя зависимость пробивного напряжения от степени легирования базы более резкая, чем для лавинного (рис.6.4).

Практически в переходах с напряжением пробоя до 6 В имеет место туннельный пробой, а с напряжением пробоя более 7 В - лавинный. В области пробивных напряжений от 6 до 7 В сосуществуют оба механизма пробоя.

Ввиду неограниченного размножения носителей при лавинной пробое его ВАХ имеет очень резкий излом при $U = -U_{np}$ (рис.6.6). Туннельный ток зависят от напряжения более плавно. Различны и температурные характеристики этих двух видов пробоя.

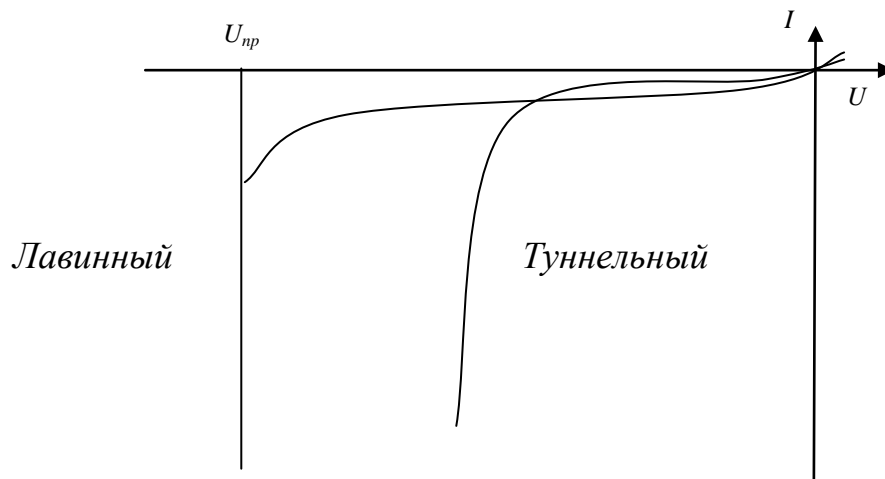


Рис. 6.6. Сравнение ВАХ лавинного и туннельного пробоев.

Напряжение лавинного пробоя растет с ростом температуры, так как уменьшается длина свободного пробега носителей и падает вероятность ионизации новых пар. При туннельном же пробое с ростом температуры туннельный ток растет, так как уменьшается ширина запрещенной зоны.

Основные результаты

1. При тепловом пробое $p-n$ перехода обратная ветвь ВАХ диода имеет участок отрицательного дифференциального сопротивления. Напряжение теплового пробоя определяется соотношением (6.5). Тепловой пробой характерен для мощных германиевых диодов. Для повышения пробивного напряжения необходимо улучшать качество теплоотвода.

2. Лавинный пробой происходит при напряжении, для которого коэффициент размножения электронно-дырочных пар в переходе равен 1. Напряжение лавинного пробоя увеличивается при уменьшении степени легирования базы и при повышении температуры.

3. Туннельный пробой характерен для узких сильно легированных переходов. Обратная ветвь ВАХ при туннельном пробое определяется соотношением (6.21). При увеличении температуры напряжение туннельного пробоя уменьшается.

4. При напряжении пробоя, большем 7 В, более вероятным является лавинный механизм пробоя; при напряжении пробоя, меньшем 6 В - туннельный.

2.4. Экзаменационные вопросы для итогового контроля по

1. Предмет дисциплины и ее задачи.
2. Понятие о р-п-переходе. Определение и классификация р-п-переходов.
3. Токи через р-п-переход в равновесном состоянии.
4. Расчет параметров ступенчатого р-п-перехода.
5. Прямое и обратное включение р-п-перехода.
6. Квазиуровни Ферми для электронов и дырок.
7. Энергетические диаграммы неравновесного р-п-перехода.
8. Ширина р-п-перехода.
9. Модель идеализированного диода.
10. ВАХ идеализированного диода.
11. Тепловой ток.
12. Температурная зависимость прямой ветви ВАХ.
13. Коэффициент инжекции.
14. Особенности ВАХ реального диода.
15. Термогенерация и рекомбинация носителей заряда в р-п-переходе.
16. Ток рекомбинации.
17. Сопротивление базы.
18. ВАХ реального диода.
19. Механизмы пробоя р-п-перехода.
20. Особенности лавинного и туннельного пробоя.
21. Частотно - импульсные свойства диода.
22. Барьерная емкость.
23. Гетеропереходы.
24. Требования к материалам гетеропары.
25. Изотипные и анизотипные гетеропереходы, их энергетические диаграммы.
26. Эффекты односторонней инжекции и сверхинжекции в гетеропереходах.
27. Эффект Поля.
28. Модель Шоттки.
29. Зонные диаграммы барьера Шоттки.
30. Идеализированная модель барьера Шоттки и поверхностные состояния.
31. Основные параметры барьера Шоттки.
32. Равновесное и неравновесное состояние барьера Шоттки.
33. Эффект Шоттки.
34. Теория термоэлектронной эмиссии и туннелирования.
35. Диоды Шоттки с охранными кольцами из р-п переходов.
36. Методы исследования р-п переходов и поверхностно –барьерных структур.
37. Метод вольтамперных характеристик.
38. Метод вольтфарадных характеристик.
39. Методы измерения высоты потенциального барьера.
40. Метод энергии активации. Фотоэлектрический метод.

2.4.1. Тесты для итогового контроля по дисциплине «Физика р-п переходов и поверхностно-барьерных структур»

Вариант 1

1. При изготовлении выпрямителя было использовано последовательное соединение двух разнотипных диодов из Si. Диод 1 был более высоковольтным, чем диод 2. Как вы считаете, какой из них будет сильнее нагреваться, если прямые токи близки к предельно допустимым?
 - 1) диод 1
 - 2) диод 2
 - 3) нагреваться будут одинаково
2. Если р- область легирована значительно сильнее, чем п- область, то в какой области будет шире обедненный слой?
 - 1) р- области
 - 2) п-области
 - 3) ширина слоя будет в обеих областях одинаковая
3. Если осветить р-п- переход диода, то на его контактах возникнет разность потенциалов. Какова будет её полярность?
 - 1) + на р
 - 2) – на р
 - 3) + на п
 - 4) – на п
4. В диоде с р-п- переходом увеличили степень легирования одной из областей. Что произойдет с величиной емкости перехода (при нулевом смещении)?
 - 1) увеличится
 - 2) уменьшится
 - 4) не изменится
5. Какой диод более высокочастотный : АД110 или 3А530 ?
 - 1) АД110
 - 2) 3А530
 - 3) граничные частоты у них одинаковы

Вариант 2

1. При увеличении температуры диода его обратное сопротивление возрастает или падает?
 - 1) возрастает
 - 2) падает
 - 3) не изменяется
2. Как изменится обратный ток р-п- перехода при увеличении степени легирования его областей ?
 - 1) уменьшиться
 - 2) увеличиться
 - 3) не изменится
3. Что такое "Область пространственного заряда" ?
 - 1) это область, обедненная подвижными носителями заряда.
 - 2) это область с повышенной концентрацией подвижных носителей заряда.

- 3) это область, где заряд положительных ионов компенсирован зарядом подвижных электронов
4. В реальном p-n-переходе прямой ток больше или меньше чем в идеализированном и по какой причине?
- 1) меньше, из-за тока термегенерации, который направлен против прямого тока.
 - 2) больше, из-за тока рекомбинации электронов и дырок в обедненной области
 - 3) больше, из-за влияния последовательного сопротивления базы
 - 4) меньше, из-за эффектов инжекции, экстракции неосновных носителей и их диффузии в нейтральных областях
5. Почему при освещении кремниевого p-n- перехода солнцем между контактами к р и n областям появляется разность потенциалов?
- 1) в результате нагрева p-n- перехода и термоэлектрического эффекта Пельтье.
 - 2) в результате возникновения градиента концентрации носителей заряда и эффекта Дембера
 - 3) в результате разделения фотогенерированных носителей полем p-n- перехода.
6. Измерения показали, что у диода №1 пробой носит лавинный характер, у диода №2 пробой носит туннельный характер. В каком из диодов пробивное напряжение выше?
- 1) в 1-м
 - 2) во 2-м
 - 3) одинаково
7. Какое из следующих утверждений для гомоперехода верно:
- 1) контактная разность равна разности термодинамических работ выхода р и n областей;
 - 2) контактная разность равна разности уровней Ферми р и n областей;
 - 3) контактная разность равна разности сродства к электрону р и n областей.
 - 4) все утверждения

Вариант 3

1. У диода из какого материала (Ge, Si, GaAs) выше вероятность теплового пробоя?
- 1) Вероятность пробоя не зависит от материала
 - 2) Ge
 - 3) Si
2. При изготовлении выпрямителя было использовано параллельное соединение диода из Si и GaAs. Как вы считаете, какой из них будет сильнее нагреваться, если прямые токи близки к предельно допустимым?
- 1) одинокого нагреются
 - 2) диод из Si
 - 3) диод из GaAs
3. Обратный ток реального p-n-перехода больше или меньше чем в идеализированном и почему?
- 1) больше, так как в реальном p-n-переходе в обратный ток вносит вклад ток, обусловленный рекомбинацией носителей в обедненной области
 - 2) больше, так как в реальном p-n-переходе существует также токи термогенерации носителей.
 - 3) Меньше, так как токи термогенерации носителей в реальном p-n-переходе направлены против обратного тока
 - 4) Меньше, вследствие эффекта модуляции сопротивления базы
4. Какова должна быть степень легирования базовой области стабилитрона в зависимости от величины напряжения стабилизации?

- 1) для высоковольтных стабилитронов концентрация примесей в базе должна быть относительно высокой, чем для низковольтных
 - 2) для низковольтных стабилизаторов степень легирования примесями базовой области должна быть относительно низкой, чем для высоковольтных
 - 3) для высоковольтных стабилитронов концентрация примесей в базе должна быть низкой, а для низковольтных - высокой.
5. После радиационного облучения диода время жизни неосновных носителей заряда в p и n областях упало. Как изменилась контактная разность потенциалов?
- 1) увеличилась
 - 2) уменьшилась
 - 3) не изменилась
6. Как изменится обратный ток p-n -перехода в SiC при уменьшении степени легирования его областей, если все остальные параметры остались неизменными?
- 1) не изменится
 - 4) увеличится
 - 3) уменьшится
7. У диода, включенного в прямом направлении определенный участок ВАХ можно аппроксимировать прямой линией. При нагреве диода эта прямая линия будет смещаться к началу координат. Чем объяснить это смещение?
- 1) увеличением обратного тока диода
 - 2) уменьшением контактной разности потенциалов.
 - 3) изменением сопротивления толщи областей материала диода.

Вариант 4

1. По какому закону на начальном участке ВАХ ток смещенного в прямом направлении p-n- перехода зависит от напряжения?
 - 1) по линейному
 - 2) по квадратичному.
 - 3) по экспоненциальному
2. На основе Si изготовили два диода с симметричным p-n- переходом. Степень легирования областей диода 1 составляет 10^{16} см^{-3} , у второго диода 10^{15} см^{-3} . У какого из диодов напряжение пробоя выше?
 - 1) второго диода.
 - 2) диода 1
 - 3) у обоих диодов одинаково
3. При прямых токах, превышающих предельно допустимое значение, диод, как правило, выходит из строя. Какова наиболее частая причина отказа?
 - 1) электрической пробой
 - 2) тепловой пробой или выгорание p-n-перехода
 - 3) туннельный пробой
4. Чем гетеропереход принципиально отличается от гомоперехода?
 - 1) наличием областей с различной шириной запрещенной зоны
 - 2) возможностью образования как анизотипных, так и изотипных переходов
 - 3) наличием различных барьеров для электронов и дырок, что позволяет получить одностороннюю инжекцию
 - 4) видом ВАХ, сильно зависящим от концентрации дефектов вблизи металлургической границы
5. Из какого материала изготовлен диод 2С139Д-1?
 - 1) арсенида галлия

