

Документ подписан простой электронной подписью
Информация о владельце:
ФИО: Локтионова Оксана Геннадьевна
Должность: проректор по учебной работе
Дата подписания: 29.05.2024 21:59:53
Уникальный программный ключ:
0b817ca911e6668abb13a5d426d39e51110e511e510085

МИНОБРАЗОВАНИЯ РОССИИ

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего образования
«Юго-Западный государственный университет»
(ЮЗГУ)

Кафедра космического приборостроения и средств связи

УТВЕРЖДАЮ

Проректор по учебной работе

О.Г. Локтионова

« 23 » 05



ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

Методические указания к практическим занятиям

Курск – 2024

УДК 621.382

Составитель Е. О. Брежнева

Рецензент

Доктор технических наук, профессор Чернецкая И. Е.

Физические основы электроники: методические указания к практическим занятиям / Юго-Зап. гос. ун-т; сост. Е.О. Брежнева. Курск, 2024. - 49 с.

Приведены задания для практических занятий.

Методические указания соответствуют требованиям программы, утвержденной учебно-методическим объединением по специальностям автоматике и электроники (УМО АЭ).

Предназначены для студентов направления подготовки бакалавров 11.03.03 «Конструирование и технология электронных средств» всех форм обучения.

Текст печатается в авторской редакции

Подписано в печать 23.05. Формат 60×84 1/16.

Усл. печ. л. 2,85. Уч.- изд. л. 2,58. Тираж 100 экз. Заказ 456 Бесплатно.

Юго-Западный государственный университет.

305040, г. Курск, ул. 50 лет Октября, 94

СОДЕРЖАНИЕ

Цель и задачи лабораторных занятий.....	4
Планируемые результаты обучения.....	4
Необходимые материально-техническое оборудование и материалы.....	5
1. Кристаллическая решетка.....	5
2. Определение основных физических параметров полупроводников.....	19
3. Определение основных физических параметров электронно-дырочных переходов	30
4. Фотоэлектрические явления в полупроводниках	41
Список рекомендуемой литературы.....	49

Цель и задачи практических занятий

Целью практических занятий является формирование умений и навыков в области физических основ электроники.

Задачи практических занятий:

- ознакомление с элементами кристаллографии;
- изучение физических процессов, происходящих на границе раздела: двух полупроводников; металл - полупроводник; диэлектрик - полупроводник;
- изучение фотоэлектрических явлений в полупроводниках и *p-n* переходах.

Планируемые результаты обучения

В ходе выполнения заданий на практических занятиях обучающийся должен

знать:

- основы кристаллографии полупроводников;
- физические процессы, происходящие на границе раздела различных сред;
- математическую модель идеализированного *p-n*-перехода и влияние на ВАХ ширины запрещённой зоны (материала), температуры и концентрации примесей;
- физический смысл основных параметров и основные характеристики электрических контактов различного вида в полупроводниковой электронике;

уметь:

- находить значения электрофизических параметров полупроводниковых материалов (кремния, германия, арсенида галлия) в учебной и справочной литературе для оценки их влияния на параметры структур;
- изображать структуры с различными контактными переходами;

- объяснять принцип действия и составлять электрические и математические модели рассматриваемых структур;

- объяснять связь физических параметров со статическими характеристиками и параметрами изучаемых структур;

владеть:

- навыками расчета основных параметров кристаллической решетки;

- навыками изображения полупроводниковых структур с использованием зонных энергетических диаграмм;

- навыками составления эквивалентных схем изучаемых структур.

Необходимые материально-техническое оборудование и материалы

1. Microsoft Windows Professional 7 Russian (Upgrade Academic OPEN1 License No Level № 60803556 - 13 копий);

2. LibreOffice (LGPL v3);

3. Антивирус Касперского (или ESETNOD);

4. ПК (Processor i5-2500, RAM DDR3 4 GB, HDD 320 GB, DVD RW, TFT-монитор 24" 1920x1080);

5. MatLab R2012b (лицензия №820456) – пакет прикладных программ.

1. Кристаллическая решетка

1.1 Цель работы

Ознакомиться с основными понятиями структурной кристаллографии и научиться определять параметры кристаллической решетки.

1.2 Основные теоретические положения

В природе, согласно законам термодинамики, существуют три устойчивых состояния вещества - газообразное, жидкое и твердое. Однако такая классификация не отражает внутреннего строения вещества и связь этого строения со свойствами. Вещества по их свойствам можно разделить на две группы: изотропные (все свойства одинаковы по всем направлениям) и анизотропные (некоторые свойства зависят от направления). К изотропным веществам следует отнести газы, жидкости и аморфные твердые тела, к анизотропным - жидкие и твердые кристаллы.

Жидкие кристаллы обладают свойствами как жидкости, так и твердого кристаллического тела. Жидкие кристаллы в основном образуются из органических соединений, молекулы которых имеют удлиненную форму. К таким веществам относят, например, бензойнокислый холестерин, *n*-азоксианизол, *n*-азоксифенетол, этиловый эфир *n*-азоксибензойной кислоты, олеат аммония и др. Всего к настоящему времени открыто свыше 3000 таких соединений. В жидких кристаллах наблюдается предпочтительная ориентация молекул, что делает такие вещества оптически активными.

Кристаллическое состояние

Твердый кристалл представляет собой однородное анизотропное тело. Свободно выросшие кристаллы обладают правильной внешней формой, они имеют плоские грани и прямые ребра. В различных образцах кристаллов одного и того же вещества эти грани могут иметь различный размер, но углы между гранями не меняются. Число различных граней в кристалле данного вида невелико.

Кристаллы обычно разрушаются по определенным плоскостям, называемым плоскостями спайности. Эти плоскости могут быть ярко выраженными, как, например, у слюды, но могут и вообще не проявляться, как в случае металлических кристаллов.

Физические и механические свойства кристаллов зависят от направления. Физические свойства кристаллов могут быть различных типов:

- скалярные свойства (не зависящие от направления). К числу таких свойств относят плотность, теплоемкость, температуру плавления.

- векторные свойства (характеризуются тензором 1-го ранга). Примером могут служить пьезоэлектрические свойства (возникновение электрических зарядов на поверхности кристаллических диэлектриков при их нагревании или охлаждении).

- тензорные свойства. Некоторые физические свойства кристалла характеризуются тензорами 2-го ранга. К ним относятся тепловое расширение, магнитная восприимчивость, диэлектрическая постоянная, электро- и теплопроводность, коэффициент диффузии. В общем случае тензор содержит 9 компонентов. Распределение физических свойств в полярной диаграмме изображается эллипсоидом.

Элементы структурной кристаллографии

Кристаллическим веществом называется такое, в котором материальные частицы (атомы, ионы, молекулы) расположены с правильной периодичностью в трех направлениях. Под структурой кристалла понимают расположение частиц кристалла в пространстве. В кристалле можно мысленно соединить между собой центры тяжести одинаковых атомов (ионов, радикалов, молекул), причем получится система равных параллелепипедов, находящихся в параллельном положении, касающихся друг друга целыми гранями и целиком, без промежутков, заполняющих все пространство (рис.1).

Такая система, называемая *пространственной (кристаллической) решеткой*, это - геометрический образ, характеризующий расположение атомов (частиц) в кристалле. Наименьший параллелепипед, с помощью которого можно построить всю пространственную решетку непрерывными параллельными переносами в трех направлениях, называется *элементарной ячейкой*.

Три основных вектора, являющихся ребрами элементарной ячейки, называют *трансляциями* или осевыми единицами. Абсолютную величину трансляций a , b , c называют *периодами решетки*.

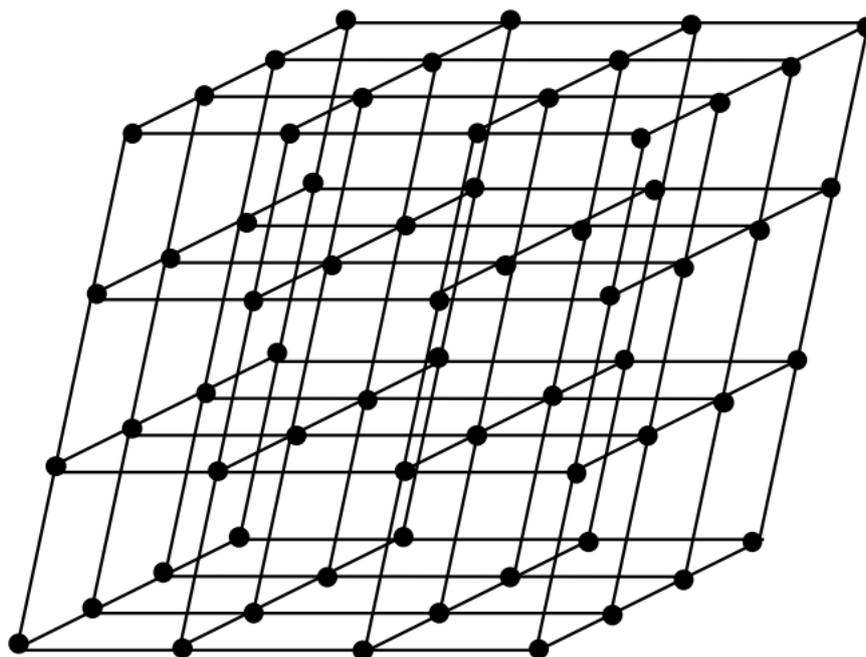


Рис.1.1 Пространственная решетка

Положение любой частицы (узла) в такой решетке можно определить вектором

$$\mathbf{r} = m\mathbf{a} + n\mathbf{b} + p\mathbf{c}$$

Если произвольно выбранную точку (частицу) бесконечное число раз перемещать вдоль осей X , Y , Z на расстояния, равные соответствующим периодам решетки a , b , c , то получим пространственную решетку. Смещение, равное периоду, называется *элементарной трансляцией*.

Параллелепипед, построенный на элементарных трансляциях, называется *элементарной ячейкой* (рис. 1.2). Углы α , β , γ между осями X , Y , Z называют *осевыми углами*.

Элементарная ячейка – эта минимальная совокупность атомов, обладающая всеми свойствами пространственной решетки. Осевые углы и элементарные трансляции однозначно характеризуют элементарную ячейку.

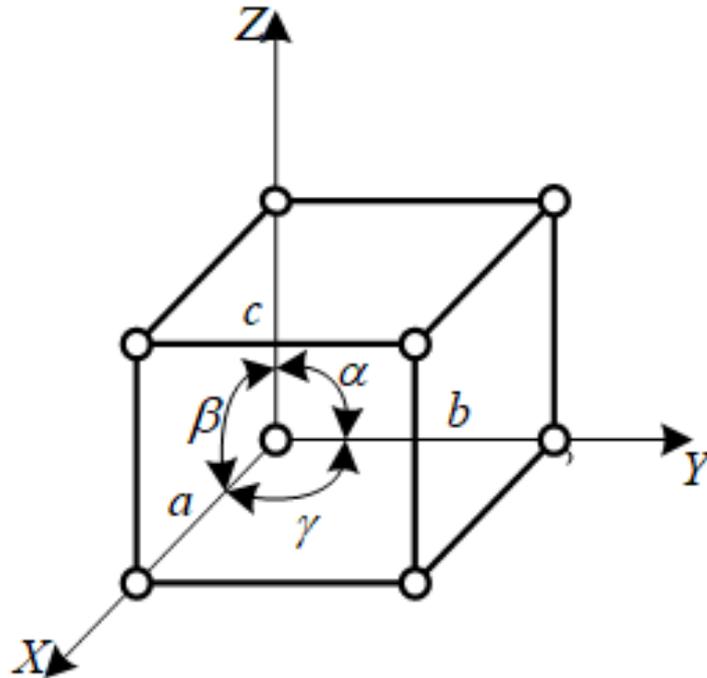


Рис. 1.2 Элементарная ячейка

Все многообразие пространственных решеток делят на семь систем – сингоний (сингония – «сходноугольность»). В одну сингонию объединяют кристаллы, для которых одинакова симметрия элементарных ячеек и одинакова система координат (табл.1). В 1948 г. О. Бравэ доказал, что все кристаллические структуры можно описать с помощью 14 типов решеток, отличающихся формами ячеек и симметрией.

Ячейки Бравэ делят на четыре типа (табл. 2): примитивные P , базисно-центрированные C , объемно-центрированные L , гранецентрированные F . Примитивная ячейка имеет атомы только в углах параллелепипеда, построенного на элементарных трансляциях. В базисно-центрированной ячейке атомы помещаются еще и в центрах верхней и нижней граней, в объемно-центрированной в центре ячейки, а в гранецентрированной – в центре всех граней ячейки.

Совокупность координат минимального количества узлов, позволяющих параллельным переносом воспроизвести элементарную ячейку, называют *базисом решетки*. Любую кристаллическую структуру можно получить, повторяя узлы базиса через элементарные трансляции.

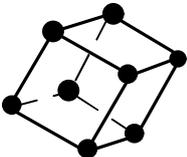
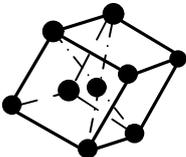
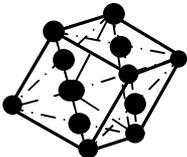
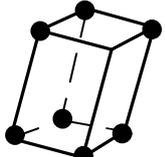
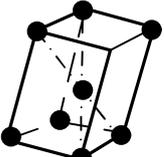
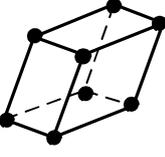
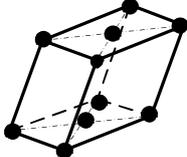
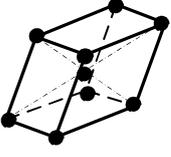
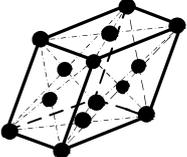
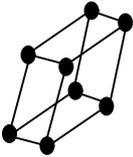
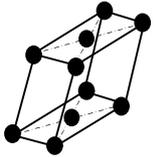
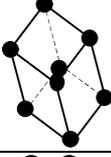
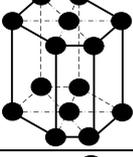
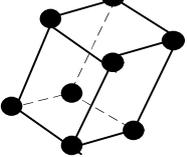
Симметрия кристаллической структуры содержит те же элементы симметрии, что и кристаллические многогранники, но, кро-

ме этого, кристаллическая структура характеризуется еще трансляционной симметрией, так как любые два узла решетки можно совместить друг с другом при помощи трансляции (перемещения). Для характеристики структур используют понятия: сингония, тип решетки Бравэ, симметрия, базис, координационное число, коэффициент компактности.

Таблица 1 - Соотношение между периодами и осевыми углами в сингониях

Наименование сингонии	Пространственная решетка	Соотношение между периодами	Соотношение между осевыми углами, град
Кубическая	Простая – P Объемно-центрированная – L Гранецентрированная – F	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^0$
Тетрагональная	Простая – P Объемно-центрированная – L	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^0$
Ромбическая	Простая – P Базисно-центрированная – C Объемно-центрированная – L Гранецентрированная – F	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^0$
Гексагональная	Простая – P	$a = b \neq c$	$\alpha = \beta = 90^0$ $\gamma = 120^0$
Ромбоэдрическая (тригональная)	Ромбоэдрическая – P	$a = b = c$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^0$
Моноклинная	Простая – P Базисно-центрированная – C	$a \neq b \neq c$	$\alpha = \gamma = 90^0$ $\beta \neq 90^0$
Триклинная	Простая – P	$a \neq b \neq c$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^0$

Таблица 2 - Типы решеток Бравэ

Сингония	Тип решетки			
	<i>P</i>	<i>C</i>	<i>L</i>	<i>F</i>
Кубическая				
Тетрагональная				
Ромбическая				
Моноклинная				
Ромбоэдрическая				
Гексагональная				
Триклинная				

Характеристики решеток Бравэ приведены в табл. 3

Таблица 3. Характеристики решеток Бравэ

Тип решетки и ее символ	Базис	Число узлов в ячейке
Примитивная P	[[0 0 0]]	1
Базоцентрированная C	[[0 0 0]], [[1/2 1/2 0]]	2
Объемно-центрированная L	[[0 0 0]], [[1/2 1/2 1/2]]	2
Гранецентрированная F	[[1/2 1/2 0]] [[0 1/2 1/2]] [[1/2 0 1/2]] [[0001]]	4

Координационное число КЧ – число ближайших соседних атомов, равноудаленных от данного атома.

Коэффициент компактности (плотность упаковки) η – отношение объема, занятого атомами вещества, приходящимися на элементарную ячейку, к общему объему ячейки V . При этом атомы представляют в виде твердых недеформируемых шаров, касающихся друг друга по кратчайшему расстоянию

$$\eta = \frac{4\pi r^3 n}{3 V},$$

где r – радиус атома; n – число атомов, приходящихся на элементарную ячейку.

Ниже приведены характеристики наиболее распространенных структур. Структура меди (тип A). Эту структуру имеют многие металлы: золото, серебро, медь, никель, алюминий и др. Структура обладает кубической сингонией. Атомы располагаются в вершинах и в центрах граней кубической гранецентрированной ячейки (ГЦК) (тип F решетки Бравэ). На элементарную ячейку в такой структуре приходится четыре атома, КЧ = 12, $\eta = 0,74$. Базис включает коор-

динаты четырех атомов $[[0\ 0\ 0]]$, $[[1/2\ 1/2\ 0]]$, $[[1/2\ 0\ 1/2]]$, $[[0\ 1/2\ 1/2]]$. Формула симметрии – $3L_44L_36L_29PC$ (рис. 3,а).

Структура вольфрама (тип $A2$). Структура $A2$ характеризуется объемно-центрированной ячейкой (ОЦК) (тип L решетки Бравэ). Атомы располагаются в вершинах и в центре ячейки, поэтому на одну ячейку приходится два атома и базис включает координаты двух атомов: $[[0\ 0\ 0]]$, $[[1/2\ 1/2\ 1/2]]$, $KЧ = 8$, $\eta = 0,68$. Структура $A2$ относится к тому же классу симметрии, что и структура A (рис. 3,б).

Структура магния (тип $A3$). В структурном типе $A3$ кристаллизуются гексагональные металлы (титан, цирконий, кадмий, цинк, бериллий и другие) и многие соединения. Элементарная ячейка магния – гексагональная примитивная P . Структура образована двумя такими ячейками, вставленными друг в друга со сдвигом $2/3a$, $1/3b$, $1/2c$. Поэтому элементарную ячейку можно представить в виде одной гексагональной примитивной ячейки, внутри которой находится еще один атом. Базис решетки в этом случае включает два узла: $[[0\ 0\ 0]]$, $[[2/3\ 1/3\ 1/2]]$. Координационное число и коэффициент компактности структуры равны 12 и 0,74 соответственно. Формула симметрии кристалла: L_66L_27PC . В идеальной структуре магния отношение c/a равно 1,633. В этом случае структуру называют гексагональной плотноупакованной (ГПУ) (рис. 3,в).

Структура алмаза (тип $A4$). Структуру алмаза имеют важнейшие элементарные полупроводники германий и кремний. Кристаллы с такой структурой принадлежат к кубической сингонии и относятся к классу симметрии с формулой $3L_44L_36L_29PC$. Тип решетки Бравэ – гранецентрированная F . Структура представляет как бы две решетки Бравэ, смещенные относительно друг друга вдоль пространственной диагонали куба на одну четверть ее длины. Поэтому базис содержит координаты восьми узлов: $[[000\]]$, $[[0\ 1/2\ 1/2]]$, $[[1/2\ 1/2\ 0]]$, $[[1/2\ 0\ 1/2]]$, $[[1/4\ 1/4\ 1/4]]$, $[[1/4\ 3/4\ 3/4]]$, $[[3/4\ 1/4\ 3/4]]$, $[[3/4\ 3/4\ 1/4]]$. Координационное число и коэффициент компактности структуры 4 и 0,34 соответственно. Это одна из наименее плотноупакованных структур (рис. 3,г).

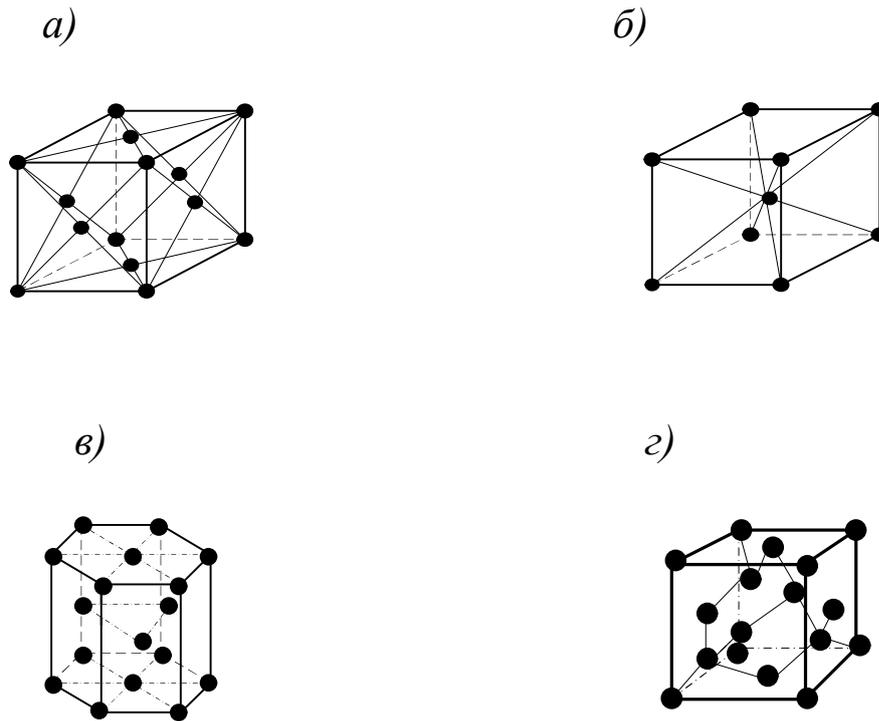


Рис. 3. Элементарные ячейки структур: а – меди; б – вольфрама; в – магния; г – алмаза

Обозначение плоскостей в кристаллах

Пусть плоскость пересекает оси координат, отсекая на них отрезки ma , nb , pc . Любую плоскость, не проходящую через начало координат, принято обозначать индексами Миллера $h : k : l$, выраженными в виде простых чисел. При этом $h : k : l \equiv 1/m : 1/n : 1/p$. Числа $h : k : l$ записывают в круглых скобках, не разделяя их запятыми (hkl) . Если плоскость отсекает отрезок на отрицательной стороне оси, то знак минус ставится над индексом ($\bar{h}kl$). Если плоскость параллельна оси координат, то соответствующий индекс равен 0. Любая тройка индексов (hkl) обозначает не одну плоскость, а семейство параллельных плоскостей в кристалле. На рис. 4 показаны основные плоскости в кубической решетке.

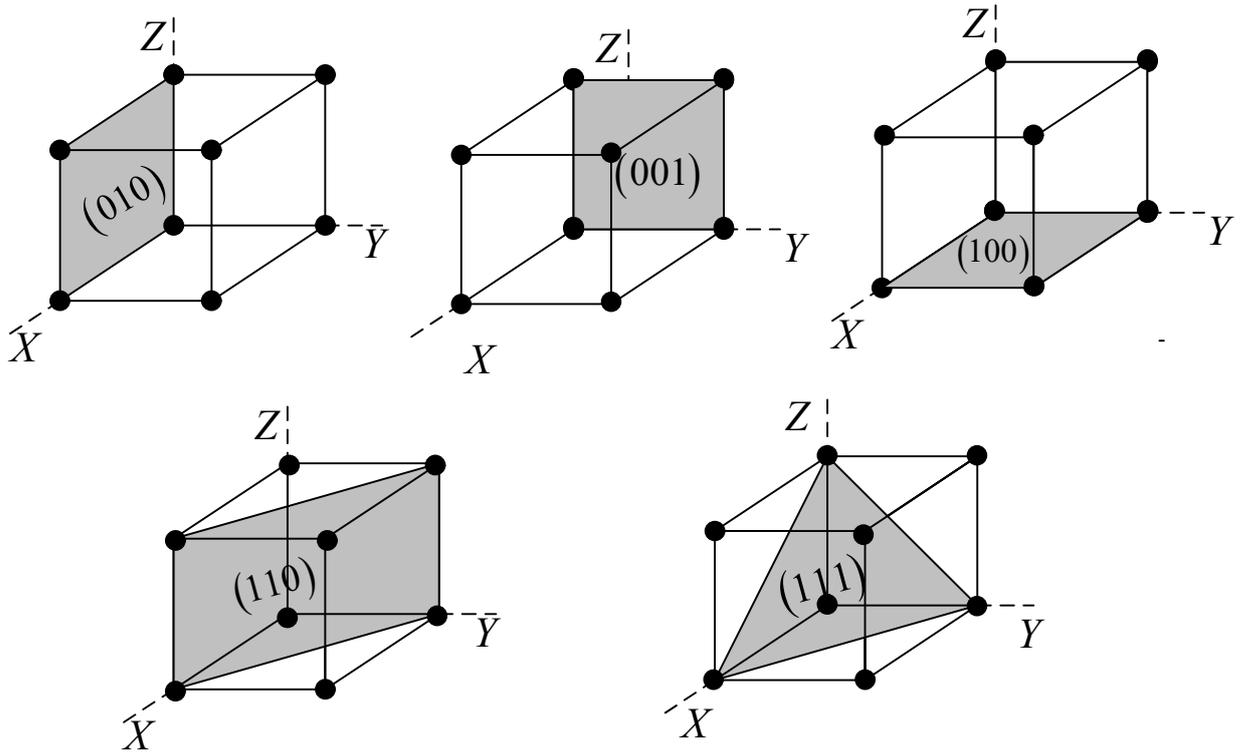


Рис.4. Индексы основных плоскостей в кубической решетке

Обозначение направлений в кристаллах

Любое направление обозначается вектором, проходящим через начало координат и узел, координаты которого u, v, w в виде простых целых чисел записываются в квадратные скобки $[uvw]$. Индексы направлений запятыми не разделяют, знак минус ставят над индексом, если он отрицательный.

Межплоскостные расстояния

Каждое семейство плоскостей с индексами (hkl) характеризуется также своим межплоскостным расстоянием d . Между индексами $h:k:l$, периодами решетки a, b, c и межплоскостным расстоянием d существует математическая зависимость, различная для каждой сингонии (табл. 4).

Таблица 4 - Формула для межплоскостного расстояния

Сингония	Формула для межплоскостного расстояния
Кубическая	$d^2 = \left(\frac{a^2}{h^2 + k^2 + l^2} \right)^{0,5}$
Тетрагональная	$d^2 = \frac{a^2}{h^2 + k^2 + l^2 \frac{a^2}{c^2}}$
Гексагональная	$d^2 = \frac{a^2}{\frac{4}{3}(h^2 + kh + l^2) + l^2 \frac{a^2}{c^2}}$

1.3 Задачи для решения

1. Изобразить элементарную ячейку заданной сингонии и показать трансляции a , b , c (масштабные осевые векторы и углы между ними α , β , и γ).

2. Определить коэффициент заполнения η заданной решетки. Показать графически расположение атомов, из которого определяли связь между атомным радиусом и периодом ячейки.

3. Найти индексы плоскости, отсекающей на координатных осях отрезки в соответствии с вариантом.

4. Показать плоскости с индексами в соответствии с вариантом для кубической сингонии.

5. Определить (в буквенной форме) межплоскостное расстояние для плоскостей в соответствии с вариантом для следующих сингоний: кубической, тетрагональной, гексагональной, ромбической.

6. Изобразить в кубической сингонии плоскость с произвольно взятыми индексами и направление с индексами, численно равными индексам данной плоскости.

7. Найти три плоскости, входящие в зону, если задана ось зоны в соответствии с вариантом.

8. Выписать индексы всех плоскостей, входящих в кубической сингонии в совокупность, заданную в варианте. Определить число этих плоскостей p . Определить, на сколько совокупностей разобь-

ется данная совокупность в случае тетрагональной, ромбической или гексагональной сингоний. Каковы индексы плоскостей, входящих в каждую из этих совокупностей, и каково их число.

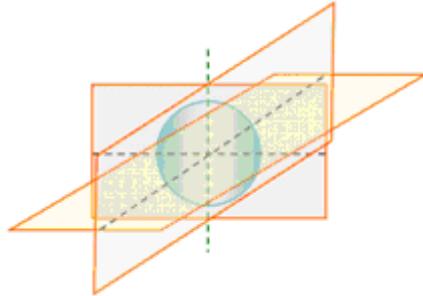
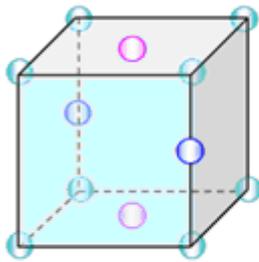
9. Найти индексы плоскости (hkl) , в которой находятся направления $[...]$ и $[...]$.

10. Найти индексы направления, проходящего через узлы $[[...]]$ и $[[...]]$.

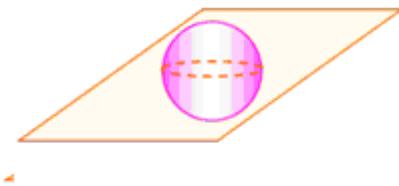
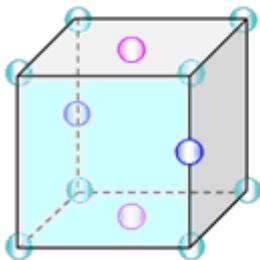
11. Найти индексы направления, по которому пересекаются плоскости $(...)$ и $(...)$.

12. Найти индексы плоскости, в которой расположены узлы $[[...]]$, $[[...]]$ и $[[...]]$.

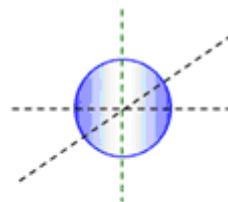
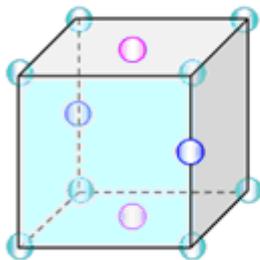
13. Сколько узлов приходится на элементарную ячейку (в вершине)?



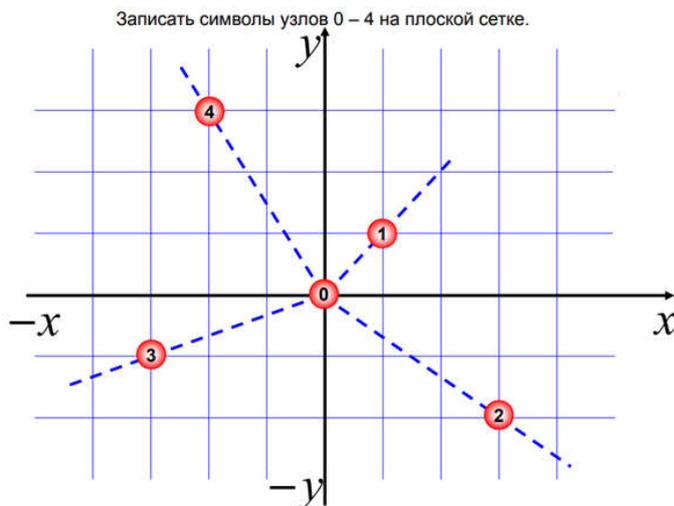
14. Сколько узлов приходится на элементарную ячейку (на грани ячейки)?



15. Сколько узлов приходится на элементарную ячейку (на ребре)?



16. Записать символы узлов 0-4 на плоской сетке.



17. Определить по какому ребру пересекаются две грани – (123) и (321).

1.4 Контрольные вопросы

1. Типы физических свойств кристаллов.
2. Особенности строения монокристаллов и поликристаллов.
3. Понятие пространственная решетка, элементарная ячейка, период решетки.
4. Сингонии кристалла.
5. Решетки Бравэ.
6. Сложные пространственные решетки, определение базиса.
7. Элементы симметрии кристалла
8. Кристаллографические индексы узлов и направлений.
9. Кристаллографические индексы плоскостей.
10. Какие элементы симметрии характерны для сплошной кристаллической среды?
11. Что такое "класс симметрии"? Сколько их существует?
12. Как выбирают расположение координатных осей элементарной ячейки различных сингоний с учетом симметрии ячейки?
13. Какие элементы симметрии определяют различные сингонии: триклинную, моноклинную, ромбическую, тетрагональную, гексагональную и ромбоэдрическую, кубическую?
14. Как расшифровывается символ класса симметрии?

15. Понятие «пространственная решетка», «элементарная ячейка», «тип решетки Браве». Примеры.

16. Плотнейшие упаковки в кристаллах. Их типы и характеристики. Примеры структур.

17. Пустоты в плотнейших упаковках. Их количество расположение в разных упаковках. Их роль в разнообразии кристаллических структур.

18. Какие существуют дефекты кристаллического строения?

19. Приведите пример дефектов по Шоттки.

20. В чем отличие линейных и точечных дефектов?

2 Определение основных физических параметров полупроводников

2.1 Цель работы

Ознакомиться с основными параметрами элементарных полупроводников и методами их определения.

2.2 Основные теоретические положения

Уровень и функция распределения Ферми

Функция распределения для вырожденного коллектива фермионов впервые была получена итальянским физиком Энрико Ферми и английским физиком Полем Дираком:

$$f_{\phi}(E) = \left[\exp\left(-\frac{E - \mu_{\phi}}{kT}\right) + 1 \right]^{-1}.$$

Химический потенциал μ для фермионов обычно называют **энергией**, или **уровнем Ферми** – E_{ϕ} .

Анализ выражения показывает, что при $E = E_{\phi}$ и температуре $T > 0$, $f_{\phi}(E) = 1/2$, т.е. вероятность заселения уровня Ферми при $T > 0$ равна $1/2$.

Для того чтобы понять свойства функции Ферми-Дирака, полезно рассмотреть ее поведение при $T = 0$. Проводник можно пред-

ставить в виде потенциальной ямы для электронов, выход из которой требует совершения работы по преодолению сил связи, удерживающих электроны – работы выхода (рис. 2.1, *a*). На рисунке показаны энергетические уровни, которые могут занимать электроны. Согласно постулату Паули, на каждом уровне может располагаться не более двух электронов (с противоположными спинами).

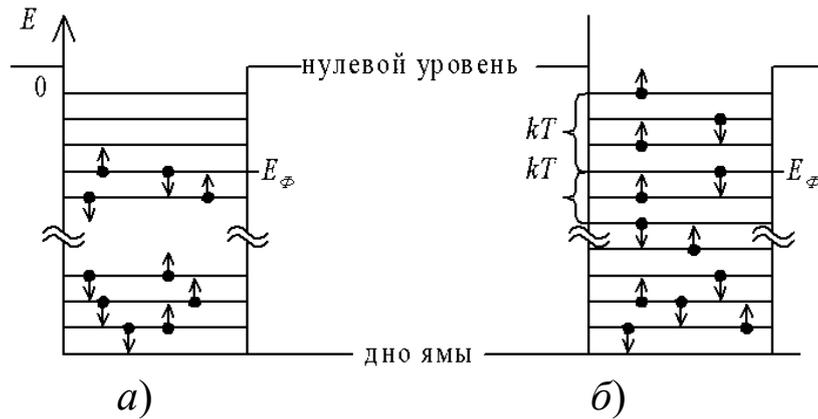


Рис. 2.1. Электроны в проводнике: *a* – $T=0$; *б* – $T>0$

Как видно на рисунке, при $T=0$ все уровни ниже уровня Ферми заняты, а все уровни выше этого уровня пусты, т.е. функция $f_{\Phi}(E)$ при $T=0$ имеет форму ступеньки (рис. 2.2, *a*).

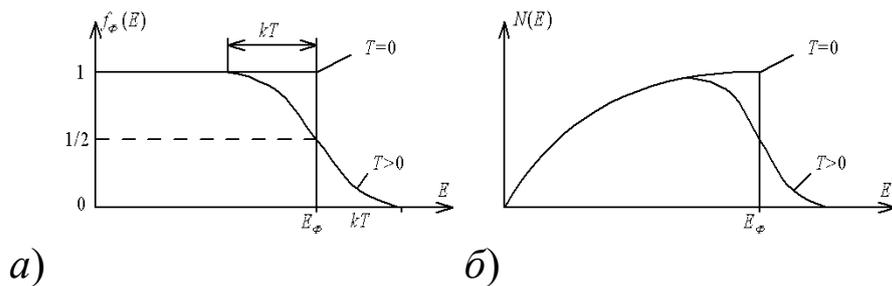


Рис. 2.2. Распределение Ферми-Дирака: *a* – функция распределения Ф-Д; *б* – полная функция распределения

Таким образом можно определить физический смысл уровня Ферми, но только для проводников. В случае полупроводников или изоляторов это определение неприемлемо, поскольку в этих мате-

риалах недостаточно свободных электронов и уровень Ферми находится в **запрещенной зоне**.

Умножив функцию распределения на число состояний, получим выражение для полной функции распределения при $T=0$ (рис. 2.2, б)

$$N(E)dE = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{3/2} \sqrt{E} dE, \quad (2.1)$$

поскольку в интервале $E_{\phi} \geq E > 0$, $f_{\phi}(E)=1$.

Проинтегрировав выражение в указанном интервале энергий, будем иметь выражение для энергии Ферми:

$$E_{\phi_0} = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3},$$

где n – концентрация электронного газа в проводнике.

Используя выражение (2.1), можно получить формулы для вычисления средней энергии – \bar{E}_0 и максимальной скорости электронов при абсолютном нуле

$$\bar{E}_0 = \frac{3h^2}{10m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3},$$

$$g_{\phi} = \sqrt{\frac{2E_{\phi}}{m}}.$$

Необходимо отметить, что кинетическая энергия электронов E_{ϕ} не является тепловой энергией, а имеет чисто квантовую природу и определяется свойствами электронов как Ферми-частиц.

Концентрация носителей и уровень Ферми в полупроводниках

Концентрация носителей в собственных и примесных полупроводниках сильно зависит от температуры. Одним из основных

параметров, характеризующих газ свободных носителей в полупроводниках, является уровень Ферми, который также зависит от температуры.

При температуре T ($T > 0K$) в зоне проводимости такого полупроводника находятся электроны, а в валентной зоне – дырки. Обозначим их концентрации соответственно n и p . Примем за начало отсчета энергии электронов дно зоны проводимости. Число частиц в интервале $E, E+dE$ определится как

$$dn = \frac{4\pi}{h^3} (2m_n^*)^{3/2} \sqrt{E} \exp\left(\frac{E_\Phi - E}{kT}\right) dE$$

В невырожденных полупроводниках E_Φ является величиной отрицательной и, по определению, находится ниже дна зоны проводимости (рис. 2.3, а).

Обозначим расстояние от потолка валентной зоны до уровня Ферми как μ' , а расстояние от уровня Ферми до дна валентной зоны – μ (рис. 2.3, а).

Из рисунка следует, что

$$E_\Phi + \mu' = E_g, \quad \mu' = -(E_g - \mu),$$

где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника.

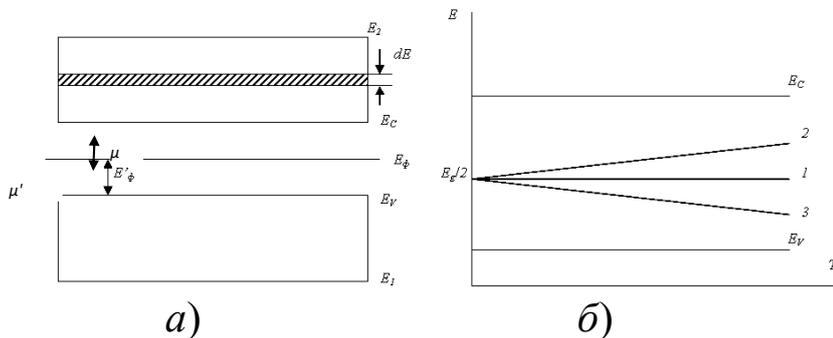


Рис. 2.3. Зонная структура полупроводника: а – температурная постоянная; б – температурная зависимость уровня Ферми; 1 – $m_p^* = m_n^*$; 2 – $m_p^* > m_n^*$; 3 – $m_p^* < m_n^*$

Полное число электронов, находящихся в зоне проводимости, можно определить в соответствии с выражением ниже

$$n = 4\pi \left(\frac{2m_n^*}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{\mu}{kT}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{E_{\Phi}}{kT}} \sqrt{E} dE$$

Вычисление этого интеграла приводит к следующему результату:

$$n = 2\pi \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_{\Phi} - E_C}{kT}} = N_C e^{\frac{E_{\Phi} - E_C}{kT}},$$

где N_C – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Подобный расчет, проведенный для плотности дырок в валентной зоне, приводит к выражению

$$p = 2\pi \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2} \right)^{3/2} e^{\frac{E_V - E_{\Phi}}{kT}} = N_V e^{\frac{E_V - E_{\Phi}}{kT}},$$

где N_V – эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Концентрация свободных носителей заряда в данной зоне определяется расстоянием этой зоны от уровня Ферми: чем больше это расстояние, тем ниже концентрация носителей.

Особый интерес вызывает поведение функции Ферми - Дирака при $T=0$ К, поскольку оно наглядно демонстрирует свойства уровня Ферми. В этом случае знаменатель в экспоненциальном слагаемом становится бесконечно большим, а сама функция $f(E)$ описывается следующим образом

$$f(E) = \begin{cases} 1 & \text{при } E < E_F, \\ 0 & \text{при } E > E_F. \end{cases}$$

Это следует понимать так: при нулевой абсолютной температуре величина $E_F(0)$ представляет собой то максимально допустимое значение энергии, ниже которого все энергетические уровни заняты [так как $f(E)=1$], а выше которого все энергетические уровни пусты [так как $f(E)=0$]. Таким образом, при нулевой абсолютной температуре функция $f(E)$ имеет разрыв в точке с координатой E_F . Вероятность события, что некоторый энергетический уровень E занят не электроном, а дыркой, равна $1-f(E)$. При этом

$$\begin{aligned} 1 - f(E) &= 1 - [1 + \exp((E - E_F) / (kT))]^{-1} = \\ &= \exp[(E - E_F) / (kT)] / [1 + \exp((E - E_F) / kT)]. \end{aligned}$$

При изучении явлений, связанных с дырками, часто полагают, что $E \ll E_F$ и $\exp[(E - E_F) / (kT)] \ll 1$. Следовательно,

$$1 - f(E) \approx e^{E_F / (kT)} e^{E / (kT)}.$$

Проводимость и подвижность носителей

В отсутствие внешнего электрического поля электронный газ в твердом теле находится в равновесном состоянии и описывается равновесными функциями распределения Ферми-Дирака (вырожденное состояние) или Максвелла-Больцмана (невырожденное состояние).

Если к кристаллу приложить внешнее электрическое поле напряженности E , то в нем возникнет смещение функций распределения и появится электрический ток, плотность которого i , пропорциональна E

$$i = \sigma E,$$

где σ – удельная электропроводность проводника.

У хороших проводников, таких, например, как металлы, электропроводность достигает величины $10^7 \dots 10^8 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$, у хороших изоляторов – $10^{-12} \dots 10^{-14} \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$.

Обратная σ величина ρ называется **удельным сопротивлением** проводника

$$\rho = 1/\sigma.$$

Возникновение тока в проводнике говорит о том, что под действием электрического поля электроны совершают направленное движение, характеризуемое **дрейфовой скоростью** – \mathcal{V}_d . Сила, действующая на электрон со стороны внешнего поля F_e , пропорциональна величине E и заряду электрона e . Поскольку заряд электрона отрицателен, F_e и E противоположно направлены

$$F_e = -eE.$$

Отношение дрейфовой скорости электрона к напряженности поля называют его **подвижностью** μ_n

$$\mathcal{V}_d = \mu_n E.$$

Для электронов $\mu_n < 0$, для дырок $\mu_p > 0$.

Электропроводность представляет собой явление, связанное с переносом свободных носителей заряда под действием электрического поля.

Полупроводники высокой степени очистки в области не слишком высоких температур обладают электропроводностью собственных носителей заряда – электронов и дырок. Такую электропроводность называют **собственной**. Собственная **удельная** электропроводность пропорциональна концентрации и подвижности носителей заряда

$$\sigma = e(n_i \mu_n + p_i \mu_p).$$

Температурную зависимость удобно представить в полулогарифмических координатах

$$\ln \sigma_i = \ln \sigma_0 - \frac{E_g}{2k} \frac{1}{T}.$$

График температурной зависимости представляет собой прямую линию, отсекающую на оси ординат отрезок $\ln \sigma_0$ (рис. 2.4, а). Тангенс угла наклона данного графика представляет собой величину $E_g/2k$

$$\operatorname{tg} \alpha_i = E_g/2k.$$

Таким образом, анализируя график, можно определить величины σ_0 и E_g , что часто и применяется на практике. Также на практике часто используют прием полулогарифмических координат, чтобы выяснить наличие экспоненциальных функций в результатах эксперимента.

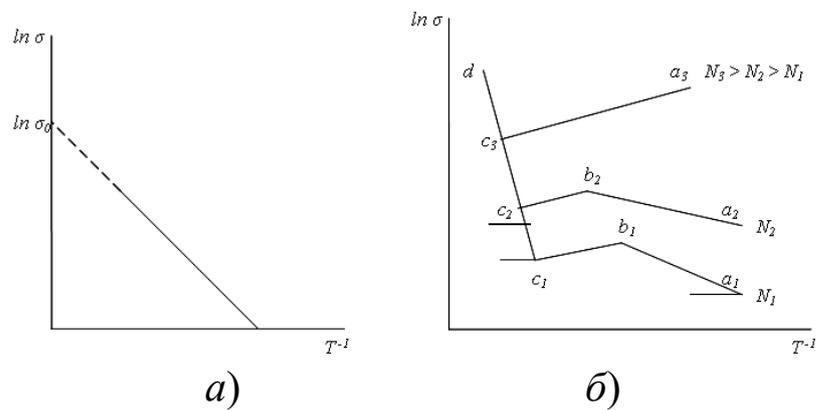


Рис. 2.4. Температурная зависимость электропроводности полупроводника: а – собственный полупроводник; б – примесный полупроводник

Температурная зависимость электропроводности невырожденных примесных полупроводников, как и для собственных полупроводников, в основном определяется температурной зависимостью концентрации носителей заряда.

С учетом концентрации и подвижности носителей можно записать выражение для **примесной удельной** электропроводности

$$\sigma_n = \sigma_{n0} \exp(-\Delta E/2kT).$$

2.3 Задачи для решения

1. Удельное сопротивление собственного германия при $T = 300\text{K}$ $\rho = 0,43\text{ Ом}\cdot\text{м}$. Подвижность электронов и дырок в германии равны соответственно $0,39$ и $0,19\text{ м}^2/\text{Вс}$. Определить собственную концентрацию электронов и дырок.

2. Образец германия легирован примесью атомов сурьмы так, что один атом примеси приходится на $2\cdot 10^6$ атомов германия. Определить:

а) концентрацию электронов и дырок при $T = 300\text{K}$ (предположить, что при этой температуре все атомы сурьмы ионизированы и концентрация атомов германия $N = 4,4\cdot 10^{28}\text{ м}^{-3}$);

б) удельное сопротивление этого легированного материала; в) коэффициенты диффузии электронов и дырок в германии при данной температуре.

3. Дан образец легированного кремния *n*-типа длиной 10 мм , шириной 2 мм и толщиной 1 мм . Подвижности электронов и дырок равны соответственно $0,12$ и $0,05\text{ м}^2/\text{Вс}$, концентрация собственных носителей заряда $n_i = 1,5\cdot 10^{16}\text{ м}^{-3}$. Определить:

а) концентрацию примеси в образце, если сопротивление образца $R = 150\text{ Ом}$;

б) отношение дырочной удельной проводимости к электронной.

4. В собственном германии концентрация атомов равна $4,5\cdot 10^{28}\text{ м}^{-3}$. При температуре $T = 300\text{K}$ один из каждых $2\cdot 10^9$ атомов ионизирован. Подвижности электронов и дырок при этой температуре равны соответственно $0,39$ и $0,19\text{ м}^2/\text{Вс}$. Определить:

а) удельную проводимость собственного германия;

б) удельную проводимость германия при температуре $T = 300\text{K}$, легированного элементом *V* группы, если на каждые 10^8 атомов германия приходится один атом примеси.

5. Полупроводник в условиях равновесия имеет концентрацию дырок $p = 10^{20}\text{ м}^{-3}$ и концентрацию электронов $n = 2\cdot 10^{19}\text{ м}^{-3}$. Определить:

а) полную концентрацию примесей;

б) тип доминирующей примеси;

в) собственную концентрацию носителей заряда.

6. Напряженность электрического поля в кристалле собственного кремния $E=500 \text{ В/м}$, а подвижность электронов μ_n и дырок μ_p соответственно равны $0,14$ и $0,05 \text{ м}^2/\text{Вс}$. Концентрация собственных носителей $n_i = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-3}$. Определить:

а) скорость дрейфа электронов v_n и дырок v_p ;

б) удельное сопротивление кремния ρ_i ;

в) полный дрейфовый ток I , если площадь поперечного сечения $\Pi = 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^{-2}$

7. Вычислить диффузионную длину электронов в германии p -типа и дырок в германии n -типа, если время жизни неосновных носителей заряда $\tau_n = \tau_p = 10^{-4} \text{ с}$, коэффициент диффузии для германия p -типа $D_n = 99 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ и для германия n -типа $D_p = 47 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

8. Термистор из собственного кремния имеет сопротивление $R_l = 600 \text{ Ом}$ при $T = 300\text{К}$. Вычислить его сопротивление при $T = 325 \text{ К}$, предполагая, что ширина запрещенной зоны для кремния $E_g = 1,1 \text{ эВ}$ и что подвижности носителей μ_p и μ_n заметно не изменяются в этом интервале температур.

9. Имеется сплавной германиевый p - n -переход с концентрацией атомов доноров $N_d = 10^3 \cdot N_a$, причем на каждые 10^8 атомов германия приходится один атом акцепторной примеси. Определить контактную разность потенциалов при температуре $T = 300\text{К}$. Концентрацию атомов N германия принять равной $4,4 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$, собственную концентрацию ионизированных атомов n_i принять равной $2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

10. Удельное сопротивление p -области германиевого p - n -перехода $\rho_p = 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, а удельное сопротивление n -области $\rho_n = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Вычислить контактную разность потенциалов (высоту потенциального барьера) при $T = 300\text{К}$.

11. Удельное сопротивление собственного германия при $T = 300\text{К}$ составляет $0,45 \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Подвижности электронов и дырок соответственно $0,39$ и $0,19 \text{ м}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Определите собственную концентрацию электронов и дырок.

12. Определите удельную электропроводность германия при $T = 300\text{К}$.

13. Найдите положение уровня Ферми при $T = 300\text{К}$ для собственного германия.

14. На сколько градусов нужно повысить температуру в чистом германии от начальной (300К), чтобы концентрация носителей возросла вдвое.

15. Найдите положение уровня Ферми при $T = 300\text{К}$ для кристалла германия, содержащего $5 \cdot 10^{16}\text{см}^{-3}$ атомов мышьяка.

2.4 Контрольные вопросы

1. Свойства распределения и уровня Ферми.
2. Существует ли принципиальное различие между электронами проводимости в полупроводниках и свободными электронами?
3. Сколько электронов находится на уровне Ферми в собственном полупроводнике? Как влияет температура на положение этого уровня?
4. Объясните, какая из дырок обладает большей энергией: в центре валентной зоны или у ее потолка.
5. Выведите точное выражение для концентрации дырок p_n в полупроводнике n-типа через концентрацию доноров N_d и собственных носителей n_i .
6. Покажите, в чем состоит различие между дрейфовым и диффузионным токами в полупроводнике.
7. Расскажите кратко о процессах дрейфа, диффузии и рекомбинации носителей заряда в полупроводниках.
8. Сравните качественно времена жизни и диффузионные длины неравновесных носителей заряда в собственном и компенсированном полупроводниках, имеющих одинаковые удельные сопротивления.
9. Объясните механизм электропроводности в собственном полупроводнике при комнатной температуре и в сильнолегированном полупроводнике; кратко укажите, как в каждом случае проводимость зависит от температуры.
10. Напишите основные уравнения, описывающие процессы в полупроводниках.
11. Дайте определение подвижности носителей заряда.
12. Какие силы действуют на электрон в твердом теле?
13. Запишите основное уравнение динамики для электрона.
14. Что определяет время релаксации электрона?

15. Определите подвижность электрона в металле при $T = 300\text{К}$, если $\lambda=10$ нм.
16. Определите подвижность электрона в кремнии при $T = 300\text{К}$.
17. Как влияет температура на подвижность вырожденных полупроводников?
18. Как влияет температура на подвижность слаболегированных полупроводников?
19. Какие факторы влияют на концентрацию носителей в чистом полупроводнике?
20. Какие факторы влияют на уровень Ферми в чистых полупроводниках?

3 Определение основных физических параметров электронно-дырочных переходов

3.1 Цель работы

Ознакомиться с основными физическими явлениями в электронно-дырочных полупроводниковых переходах.

3.2 Основные теоретические положения

Контакт двух полупроводников с разным типом проводимости получил название электронно-дырочного перехода, или p-n – перехода. Он исключительно широко используется для создания дискретных активных элементов: диодов, транзисторов и т.д. Еще более широко они применяются в микроэлектронике для создания активных и пассивных элементов интегральных схем.

Технология изготовления p-n-переходов разработана достаточно хорошо, а их свойства глубоко исследованы как теоретически, так и экспериментально. Создать p-n переходы можно различными путями. Наибольшее практическое применение нашли способы **вплавления, диффузии, эпитаксиального наращивания, ионной имплантации** и др. Эти способы позволяют создавать самые разнообразные по своей структуре переходы.

По характеру распределения примесей можно выделить резкие и плавные, симметричные и несимметричные p-n – переходы. В **резких переходах** концентрация доноров и акцепторов скачкообразно изменяется на границе p и n областей. **Плавные** переходы имеют конечный градиент концентрации примесей, изменяющихся в широком диапазоне. В **симметричных** переходах концентрация примесей и концентрация основных носителей в обеих областях одинаковы. Наибольшее распространение получили сильно несимметричные переходы, где $p_p \gg n_n$ или $p_p \ll n_n$.

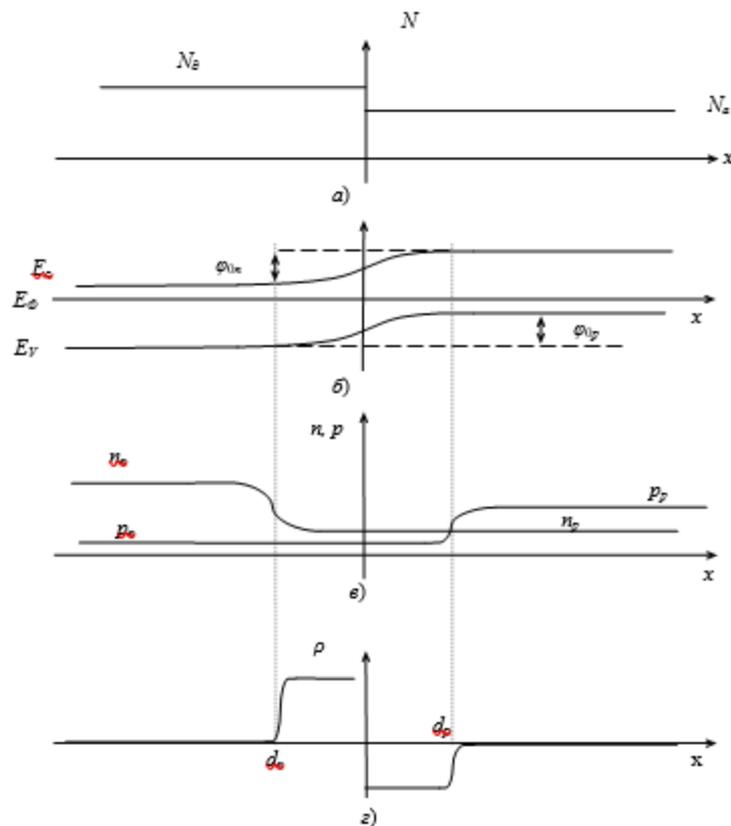


Рис. 3.1. Равновесное состояние p-n перехода: *a* – распределение примесей; *б* – зонная диаграмма; *в* – распределение носителей; *д* – распределение объемного заряда

Пусть два образца с различным типом проводимости приведены в контакт. Необходимо напомнить, что этот эксперимент является *идеализированным*, поскольку в нем *игнорируются* реальные свойства поверхностей образцов.

Очевидно, что работа выхода электронов в n-полупроводнике меньше, чем в p-полупроводнике, поэтому возникают поток элек-

тронов из n -области в p -область и аналогичный поток дырок в n -область – **диффузионный ток**. Границу раздела p - и n -областей называют **металлургической границей** полупроводников. Переход носителей через металлургическую границу приводит к образованию около нее обедненных областей: положительного заряда в n -области и отрицательного в p -области (рис. 3.1, z) Эти заряды образованы ионами соответственно донорной и акцепторной примеси.

Процесс переноса носителей заряда прекратится тогда, когда уровни Ферми выровняются. Ток, создаваемый электрическим полем объемного заряда, (**дрейфовый ток**) полностью компенсируется **диффузионным током**, обусловленным градиентом концентрации примеси. На рис. 3.1 приведены графики для равновесного p - n перехода.

Высота потенциальных барьеров для электронов φ_{0n} и дырок φ_{0p} одинакова и равна разности уровней Ферми (или работ выхода)

$$\varphi_{0n} = \varphi_{0p} = \varphi_0 = E_{\Phi n} - E_{\Phi p},$$

С учетом закона действующих масс получим

$$\varphi_0 = kT \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} = kT \ln \frac{n_n}{n_p} = kT \ln \frac{p_p}{n_p}.$$

Чтобы найти распределение потенциала и напряженности поля в областях объемного заряда, необходимо решить уравнение Пуассона.

Решение уравнения Пуассона дает выражение для потенциала φ и напряженности электрического поля E в области $d_n < x < 0$

$$\varphi = \frac{e^2 n_n}{2\epsilon\epsilon_0} (d_n + x)^2,$$

$$E = -\frac{en_n}{\epsilon\epsilon_0} (d_n + x),$$

а в области $0 < x < d_n$

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{e^2 n_n}{2\varepsilon\varepsilon_0} (d_n - x)^2,$$

$$E = -\frac{en_n}{\varepsilon\varepsilon_0} (d_n - x).$$

Поскольку рассматриваемые функции являются непрерывными на металлургической границе, они должны принимать одно значение при $\varphi_p = \varphi_n$, $d\varphi_n/dx = d\varphi_p/dx$. Используя эти условия легко найти выражение для полной толщины объемного слоя и ее составляющих

$$d = d_n + d_p = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{e^2} \cdot \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} \right)^{1/2},$$

$$d_p = d \frac{n_n}{n_n + p_p}, \quad d_n = d \frac{p_p}{n_n + p_p}.$$

Из последних выражений видно, что толщина слоя объемного заряда тем больше, чем меньше в ней концентрация основных носителей.

Если р-п-переход является существенно несимметричным, то полная толщина слоя объемного заряда практически равна толщине слоя в той области полупроводника, где концентрация основных носителей меньше. Например, для случая $n_n \ll p_p$, практически весь слой объемного заряда лежит в р-области и

$$d \approx d_n = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{e^2 n_n} \right)^{1/2}.$$

Так, для германия при $p_p = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ и $n_n = 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $d_p \approx 8 \cdot 10^{-9} \text{ м}$, а $d_n = 7,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, т.е. $d_p \ll d_n$.

Приведенные рассуждения относятся к резкому переходу, в котором концентрация примесей меняется практически скачкообразно (рис. 3.1, *a*). В случае **тянутых** и **диффузионных переходов** изменение конструкции в переходе происходит плавно. Принимая для этого случая линейную функцию $N(x)=ax$ и решая уравнение Пуассона, получим следующее выражение для толщины слоя объемного заряда:

$$d = \left(\frac{12\varphi_0 \varepsilon \varepsilon_0}{ea} \right)^{1/3}.$$

Параметр a называют градиентом концентрации примеси.

Выпрямляющее действие р-п-перехода

Если к образцу, содержащему р-п-переход, приложить внешнее электрическое поле, то, как и в случае выпрямляющего контакта металл-полупроводник, основная часть напряжения U будет падать в слое объемного заряда, имеющем наибольшее сопротивление.

Пусть поле приложено таким образом, что р-область заряжается отрицательно. Такое включение и вызывает повышение потенциального барьера до величины $\varphi = \varphi_0 + eU$. Приложение внешнего поля в прямом направлении ослабляет внутреннее поле и уменьшает потенциальный барьер до $\varphi = \varphi_0 - eU$. В соответствии с этим изменяется и толщина слоя объемного заряда. Для наиболее распространенного случая ($n_n \ll p_p$), выражения для толщины барьерного слоя резкого р-п-перехода

$$d = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_0 \pm eU)}{e^2 n_n} \right]^{1/2}.$$

Толщина плавного перехода

$$d = \left[\frac{12\epsilon\epsilon_0 (\varphi_0 \pm eU)}{e^2 a} \right]^{1/3}.$$

Таким образом, изменение внешней разности потенциалов приводит к изменению высоты и ширины потенциального барьера (рис. 7.2).

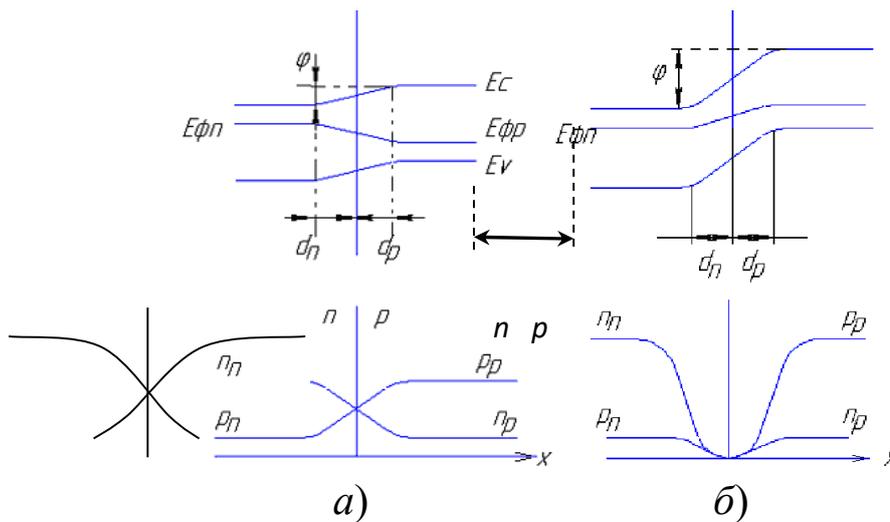


Рис. 7.2. Зонная диаграмма и распределение концентрации носителей заряда во внешнем поле: *a* – прямое; *б* – обратное включение

Как видно на рис. 7.2, *a*, в результате воздействия внешнего поля в прямом направлении происходит перераспределение концентрации носителей заряда так, что концентрация неосновных носителей в области заряда становится больше их равновесной концентрации. Процесс «впрыскивания» избыточных носителей получил название **инжекции**. Величину концентрации этих носителей Δp и Δn можно определить, учитывая концентрации равновесных носителей p_n и n_p

$$\Delta p_n = p_n \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right],$$

$$\Delta n_p = n_p \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right].$$

Если напряжение приложено в обратном направлении, приграничные концентрации носителей уменьшаются, по сравнению с равновесными значениями, тоже по экспоненциальному закону (рис. 3.2, б). Такой процесс «вытягивания» носителей заряда называется **экстракцией**.

Инжектирующий слой с относительно малым удельным сопротивлением называют **эмиттером**, а слой с относительно большим сопротивлением, в который инжектируются неосновные для него носители, – **базой**.

Рассмотрим **выпрямляющие свойства р-п-перехода**. В равновесном состоянии через переход проходят потоки основных и неосновных носителей, причем эти потоки равны. Поэтому как электронные, так и дырочные токи по обе стороны р-п-перехода равны.

Токи *основных* носителей j_p, j_n называют **диффузионными**, или **инжекционными**, поскольку основной носитель, преодолевший металлургическую границу, становится неосновным. Токи *неосновных* носителей – j_{ps}, j_{ns} осуществляются в результате **экстракции** носителей электрическим полем контакта и поэтому называются **дрейфовыми**.

В случае термодинамического равновесия можно записать, что

$$j = (j_n + j_p) - (j_{ns} + j_{ps}) = 0.$$

Вычисляем j_{ns} и j_{ps} . Для этого используем выражения для диффузионного тока

$$j_{ns} = eD_n \frac{dn}{dx}, \quad j_{ps} = eD_p \frac{dp}{dx}$$

и для диффузионной длины носителей L

$$D_n = \frac{L_n^2}{\tau_n}, \quad D_p = \frac{L_p^2}{\tau_p},$$

где τ – время жизни носителей.

Поскольку переход является тонким, т.е. $d_n/d_x = n_p/L_n$, $d_p/d_x = p_n/L_p$, можно записать

$$j_{ns} = e \frac{L_n}{\tau_n} n_p, \quad j_{ps} = e \frac{L_p}{\tau_p} n_n.$$

Прямой ток. Приложим к р-п-переходу внешнюю разность потенциалов U , подключив к р-области положительный полюс источника, а к п-области – отрицательный. В этом случае высота потенциального барьера для основных носителей уменьшается, а инжекционные токи j_p, j_n возрастают в $e^{eU/kt}$ раз. Дрейфовые токи i_{ps}, i_{ns} от высоты барьера не зависят, и поэтому на их величину внешнее поле не повлияет. С учетом сказанного

$$j_{np} = (j_n + j_p) e^{\frac{eU}{kT}} - (j_{ns} + j_{sp})$$

или

$$j_{np} = e \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_p + \frac{L_p}{\tau_p} p_n \right) \left(e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right).$$

Обратный ток. Приложим теперь к переходу обратное напряжение, подключив п-область перехода к положительному полюсу, а р-область – к отрицательному полюсу. В этом случае потенциальный барьер внутреннего поля возрастает на eU , а обратный ток уменьшается в $e^{eU/kT}$ раз. Для плотности обратного тока можно записать выражение

$$j_{обр} = e \left(\frac{L_n}{\tau_n} n_p + \frac{L_p}{\tau_p} p_n \right) \left(e^{-\frac{eU}{kT}} - 1 \right).$$

Ниже представлено уравнение вольтамперной характеристики (ВАХ) p - n -перехода (рис. 7.3, a).

$$j = j_s \left(e^{\pm \frac{eU}{kT}} - 1 \right).$$

При увеличении обратного напряжения экспонента стремится к нулю, а плотность тока к j_s – плотности тока насыщения.

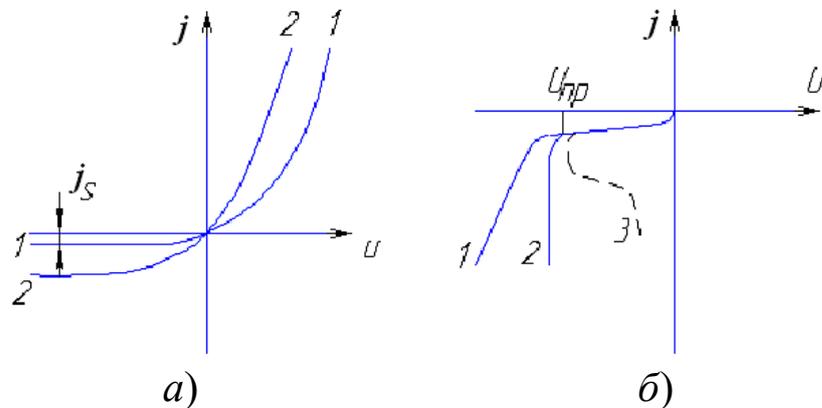


Рис. 3.3. ВАХ p - n -перехода: a – без учета пробоя, 1 – тонкий переход, 2 – толстый переход; b – пробой перехода; 1 – туннельный, 2 – лавинный, 3 – тепловой пробой

3.3 Задачи для решения

1. Имеется сплавной германиевый p - n -переход с концентрацией атомов доноров $N_d = 10^3 \cdot N_a$, причем на каждые 10^8 атомов германия приходится один атом акцепторной примеси. Определить контактную разность потенциалов при температуре $T = 300K$. Концентрацию атомов N германия принять равной $4,4 \cdot 10^{28} \text{ м}^{-3}$, собственную концентрацию ионизированных атомов n_i принять равной $2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$.

2. Удельное сопротивление p -области германиевого p - n -перехода $\rho_p = 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, а удельное сопротивление n -области $\rho_n = 1$

Ом·см. Вычислить контактную разность потенциалов (высоту потенциального барьера) при $T = 300K$.

3. В германиевом p - n -переходе удельная проводимость p -области $\sigma_p = 10^4$ См/м и удельная проводимость n -области $\sigma_n = 10^2$ См/м. Подвижности электронов и дырок в германии соответственно равны 0,39 и 0,19 м²/Вс. Концентрация собственных носителей в германии при $T = 300K$ $n_i = 2,5 \cdot 10^{19}$ м⁻³. Вычислить контактную разность потенциалов (высоту потенциального барьера) при $T = 300K$.

4. Германиевый полупроводниковый диод, имеющий обратный ток насыщения $I_0 = 25$ мкА, работает при прямом напряжении, равном 0,1 В и $T = 300K$. Определить:

а) сопротивление диода постоянному току R_0 ;

б) дифференциальное сопротивление $r_{диф}$.

5. Определить, во сколько раз увеличится обратный ток насыщения сплавного p - n - перехода диода, если температура увеличивается:

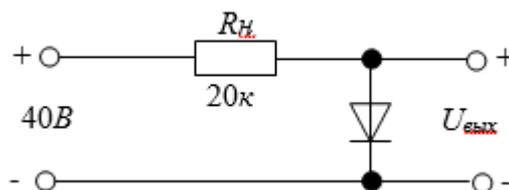
а) от 20°C до 80°C для германиевого диода;

б) от 20°C до 80°C для кремниевого диода.

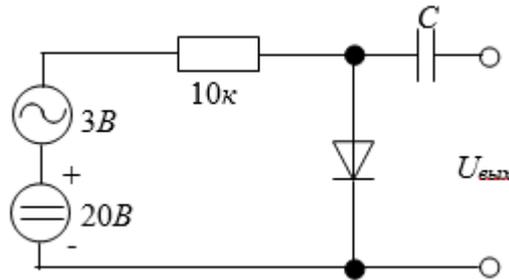
6. Барьерная емкость сплавного диода равна 200 пФ при обратном напряжении 2В. Какое требуется обратное напряжение, чтобы уменьшить емкость до 50 пФ, если контактная разность потенциалов $\phi_k = 0,82$ В.

7. Обратный ток насыщения некоторого диода с барьером Шоттки равен 2 мкА. Диод соединен последовательно с резистором и источником постоянного напряжения смещения $E = 0,2$ В, так что на диод подается прямое напряжение. Определить сопротивление резистора, если падение напряжения на нем равно 0,1 В. Диод работает при $T = 300K$.

8. Определить выходное напряжение в схеме, если при комнатной температуре используется кремниевый диод, имеющий обратный ток насыщения $I_0 = 10$ мкА.



9. Определить выходное переменное напряжение $U_{\text{вых}}$ схемы, если работа происходит при комнатной температуре.



10. Рассчитать простейшую схему без фильтра для выпрямления синусоидального напряжения с действующим значением $U = 700\text{ В}$, используя диоды Д226Б.

3.4 КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Виды электронно-дырочных переходов.
2. Записать условие равновесия токов на переходе для симметричного p-n перехода.
3. Вывести выражение для высоты потенциального барьера на переходе.
4. Вывести выражение для максимальной напряженности электрического поля в переходе.
5. Вывести выражение для ширины запирающего слоя перехода.
6. Записать выражение для ширины запирающего слоя при прямом включении источника напряжения.
7. Записать соотношение между равновесной и неравновесной концентрациями на границах перехода.
8. Уровень инжекции.
9. Записать выражение для ширины запирающего слоя при обратном включении внешнего источника напряжения.
10. Вывести выражение для вольт-амперной характеристики идеализированного p-n-перехода.
11. Различные типы переходов и значения ширины запирающего слоя для этих переходов.
12. Пробой электронно-дырочного перехода.
13. Емкости электронно-дырочного перехода.

14. Вывести выражение для дифференциальной барьерной емкости перехода.
15. Записать выражения для диффузионной емкости перехода.
16. Опишите методы получения р-п-переходов.
17. Что является причиной формирования потенциального барьера в р-п-переходе?
18. Определите высоту потенциального барьера в кремнии, если $N_d=0,1 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $N_a=20 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $T=300\text{К}$. Считать примеси ионизированными.
19. Определить для предыдущей задачи ширину потенциального барьера.
20. Что означает искривление энергетических зон в области р-п-перехода?

4 Фотоэлектрические явления в полупроводниках

4.1 Цель работы

Ознакомиться с основными фотоэлектрическими явлениями в полупроводниках.

4.2 Основные теоретические положения

Направим на полупроводниковую пластину поток света мощностью W_0 . Если свет не является монохроматическим и имеет некоторый частотный диапазон, то часть потока отразится от поверхности полупроводника, вторая часть потока пройдет сквозь пластину без потерь энергии и третья часть будет поглощаться в полупроводнике:

$$W = W_0 e^{-\alpha x},$$

где α – коэффициент поглощения.

Собственное поглощение вызывает возбуждение электрона из валентной зоны в зону проводимости полупроводника (рис. 4.1). Согласно закону сохранения энергии, такое возбуждение возможно, только если энергия поглощаемого кванта не меньше ширины запрещенной зоны E_g :

$$h\nu \geq E_g.$$

Из этого условия можно определить длину волны λ_{max} максимального собственного поглощения:

$$\lambda_{max} = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_g}.$$

Для германия, например, имеющего $E_g=0,67$ эВ, $\lambda_{max} \approx 1,9$ мкм.

Примесное поглощение относится также к электрически активным процессам. Оно возникает в примесных полупроводниках, когда поглощение фотона приводит к возбуждению электрона с донорного уровня в зону проводимости или из валентной зоны на акцепторный уровень. В этом случае растет концентрация носителей одного сорта, дырок или электронов. Условие примесного поглощения:

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda'_{max}} \geq \Delta E,$$

или

$$\lambda'_{max} \leq \frac{hc}{\Delta E},$$

где ΔE — энергия ионизации примеси, λ'_{max} — длина волны максимального примесного поглощения.

Экситонное поглощение. При поглощении фотона образуется пара электрон-дырка, однако эта пара образует связанную систему — экситон. Подобно атому водорода, экситон электронейтрален. После

образования экситон некоторое время мигрирует по кристаллу. При взаимодействии с фононами или иными рассеивающими центрами экситон либо рекомбинирует, либо “разрывается”, образуя пару носителей электрон-дырка. В последнем случае концентрация неравновесных носителей увеличивается.

Решеточное поглощение возникает в ионных кристаллах или в кристаллах, где часть связей является ионной (InSb, GaAs). Такие кристаллы представляют собой набор диполей, которые могут поглощать энергию электромагнитного излучения.

Поглощение свободными носителями. Поглощение света может быть связано с переходами носителей внутри зон в случае большой их концентрации. Поглощение плавно возрастает с ростом длины волны или концентрации носителей.

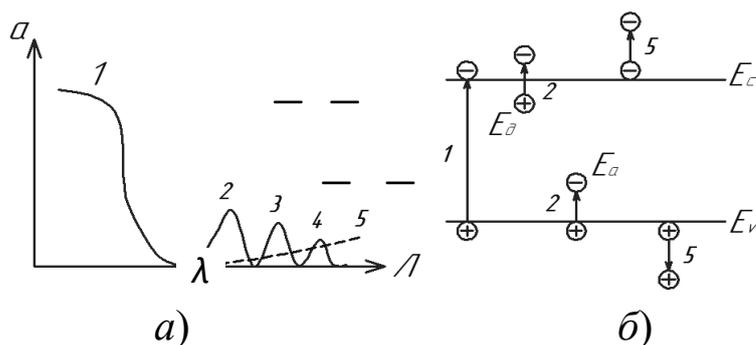


Рис. 4.1. Поглощение света в твердом теле: *a*) коэффициент поглощения; *б*) некоторые оптические переходы; 1 – собственное поглощение; 2 – примесное поглощение; 3 – экситонное поглощение; 4 – решеточное поглощение; 5 – поглощение свободными носителями

Известно, что свет может играть роль ионизирующего фактора, создающего избыточную концентрацию неравновесных носителей. Последнее приводит к образованию избыточной проводимости $\Delta\sigma$, так называемой фотопроводимости. Это явление называют **фоторезистивным эффектом**:

$$\Delta\sigma = e(\mu_n\Delta n + \mu_p\Delta p)$$

Поскольку $\Delta n = g_n\tau_n$, а $\Delta p = g_p\tau_p$, то

$$\Delta\sigma = e(\mu_n g_n \tau_n + \mu_p g_p \tau_p),$$

где μ_n, μ_p – подвижность электрона, дырки; g_n, g_p – ионизирующие факторы; τ_n, τ_p – время жизни носителей.

Ионизирующий фактор (скорость генерации) определяется потоком фотонов q , показателем поглощения α и квантовым выходом β :

$$g = \alpha\beta q = \frac{I_0\alpha\beta}{h\nu},$$

где $I = h\nu q$ – интенсивность светового потока.

Выражение для фотопроводимости можно записать в виде:

$$\Delta\sigma = e\alpha \frac{I_0}{h\nu} (\beta_n \mu_n \tau_n + \beta_p \mu_p \tau_p).$$

Анализ последнего выражения показывает, что величина фотопроводимости зависит от времени релаксации т.е. от типа рекомбинации. Рекомбинация может быть объемной (в объемных кристаллах) или поверхностной (в тонких пленках). Это влияет на характер нарастания и спада фототока.

Рассмотрим уравнение непрерывности (рис. 4.2) для случая отсутствия внешнего электрического поля, градиента концентрации носителей в n -полупроводнике и наличия генерирующего фактора g_n в виде потока света I_0 :

$$\frac{dn}{dt} = g_n - \frac{\Delta n}{\tau_n}.$$

При включении света $t > 0$, $I = I_0$ начинается генерация носителей. Поскольку параллельно генерации идет процесс рекомбинации, то в некоторый момент времени t установится динамическое равновесие т.е. $dn/dt = 0$. Избыточная концентрация носителей в этот момент:

$$\Delta n = \Delta n_0 = g_n \tau_n,$$

а электропроводность:

$$\Delta \sigma = \Delta \sigma_0 = e \mu_n g_n \tau_n.$$

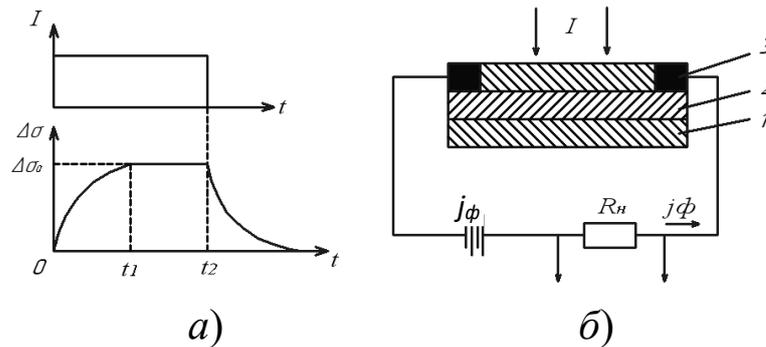


Рис. 4.2. Изменение фотопроводимости (а) и фоторезистор (б): 1 – подложка; 2 – полупроводниковая пленка; 3 – контактные площадки; 4 – защитное покрытие

В момент t_2 $I=0$, $g=0$

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{\Delta n_0}{\tau_n}.$$

Уравнение релаксации:

$$\Delta n = \Delta n_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}},$$

которое и описывает участок спада графика $\Delta \sigma(t)$:

$$\Delta \sigma = \Delta \sigma_0 e^{-\frac{t}{\tau_n}}.$$

На рис. 6.1, а показан также характер нарастания фотопроводимости после включения светового импульса, описываемого уравнением:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_n}} \right).$$

Зависимость фотопроводимости ряда полупроводников от освещенности используется в фоторезисторах, получивших широкое практическое применение, как в составе резисторных оптоэлектронных пар, так и в качестве отдельных приемников излучения. На рис. 4.1, б показана схема одного из типов фоторезисторов. Наиболее чувствительными являются фоторезисторы, изготовленные из сернистого кадмия (CdS), фотопроводимость которого в 10^5 – 10^6 раз превышает равновесную, *темновую* проводимость. Используются и другие полупроводниковые материалы.

Основным недостатком фоторезисторов является их инерционность, время релаксации изменяется от сотен до единиц миллисекунд.

Более быстродействующими фотоприемниками являются **фотодиоды** ($\tau = 10 \dots 10^{-2}$ мкс), работа которых также основана на фотоэлектрических явлениях.

4.3 Задачи для решения

1. Идеальный фотодиод (т. е. с квантовым выходом, равным 1) освещается излучением мощностью $P = 10$ мВт при длине волны 0,8 мкм. Рассчитать ток и напряжение на выходе прибора, когда детектор используется в режиме фототока и фотоЭДС соответственно. Ток утечки при обратном смещении $I_0 = 10$ нА, рабочая температура $T = 300$ К.

2. На полупроводниковый фотодетектор площадью 0,5 мм² падает поток монохроматического излучения ($\lambda = 0,565$ мкм) плотностью 20 мкВт/м².

Определить:

а) число электронно-дырочных пар, ежесекундно генерируемых в объеме полупроводника, полагая, что каждый фотон создает лишь одну пару носителей заряда;

б) во сколько раз изменится скорость генерации, если плотность потока излучения уменьшится вдвое;

в) как изменится скорость оптической генерации, если длина волны λ уменьшится вдвое.

3. Свет падает на образец кремния, легированный донорами с концентрацией 10^{16} см^{-3} . При этом генерируется $10^{21} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ электронно-дырочных пар. Генерация происходит равномерно во всем объеме образца. Имеется 10^{13} см^{-3} объемных центров рекомбинации с энергией E_i . Сечения захвата электронов и дырок равны 10^{-14} см^2 .

а) Рассчитать установившиеся концентрации электронов и дырок

после выключения света.

б) В момент $t = 0$ свет выключается. Рассчитать время установления суммарной концентрации дырок и найти время жизни. Тепловая скорость носителей равна 10^7 см/с . Ток в образце отсутствует.

4. При температуре 300 К для монохроматического излучения с длиной волны 1 мкм коэффициент поглощения кремния $\alpha = 10^4 \text{ м}^{-1}$, а коэффициент отражения $R = 0,3$. Определить, какая доля потока излучения $\Phi(h)$ пройдет через пластину кремния толщиной $h = 300 \text{ мкм}$ при нормальном падении лучей.

5. Определить отношение удельных проводимостей пленки сульфида кадмия n -типа толщиной 100 мкм в темноте и при однородном оптическом возбуждении σ_c монохроматическим излучением интенсивностью $I_0(1-R) = 10^{20} \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$, если равновесная концентрация электронов в образце $n_0 = 10^{19} \text{ м}^{-3}$, коэффициент поглощения $\alpha = 10^2 \text{ м}^{-1}$, а время жизни неравновесных носителей заряда $\tau_n = 10 \text{ нс}$. Вкладом дырок в фотопроводимость пренебречь. Квантовый выход внутреннего фотоэффекта положить равным единице.

6. Известно, что в фоторезисторах из собственного сульфида кадмия фототок создается, главным образом, электронами. Докажите, что отношение числа электронов, проходящих во внешней цепи под действием внешнего поля, к числу носителей заряда, возбуждаемых светом в полупроводнике, определяется выражением

$$G = \tau_n / t ,$$

где τ_n – время жизни электронов; t – время их дрейфа между электродами.

7. Пластина германия n -типа длиной $\lambda = 10$ мм, шириной $a = 2$ мм и толщиной $b = 0,5$ мм имеет продольное сопротивление $R = 2$ кОм. Время жизни неравновесных носителей заряда $\tau = 100$ мкс. На образец нормально к поверхности падает монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda = 0,546$ мкм. На этой длине волны световой эквивалент потока излучения $K_\lambda = 625$ лм/Вт. Считая, что весь падающий на образец световой поток полностью расходуется на генерацию электронно-дырочных пар, определить при какой освещенности образца его сопротивление уменьшится в два раза. Квантовый выход внутреннего фотоэффекта β принять равным единице, а подвижность электронов μ_n и дырок μ_p соответственно $0,39$ и $0,19$ м²/(В·с). При данной температуре собственная концентрация носителей $n_i = 2,1 \cdot 10^{19}$ м⁻³. Поверхностной рекомбинацией пренебречь.

4.4 Контрольные вопросы

1. Запишите закон поглощения света в твердом теле.
2. Дайте определение собственного поглощения света.
3. Определите частоту собственного поглощения в кремнии.
4. Дайте определение примесного поглощения.
5. Рассчитайте длину волны примесного поглощения в кремнии, легированном мышьяком.
6. Дайте определение красной границы фотоэффекта.
7. Какие переходы называют прямыми?
8. Дайте определение экситонного поглощения.
9. Приведите график дисперсной зависимости коэффициента поглощения.
10. Приведите график зависимости фототока от времени.
11. Каковы особенности фотоэффекта в p - n -переходе?
12. Дайте определение вентильного фотоэффекта.
13. Покажите зонную диаграмму перехода в случае вентильного фотоэффекта.

14. Какой режим называют фотодиодным?
15. Приведите ВАХ фотодиода.
16. Что называют фоточувствительностью?
17. Где используются фотодиоды?
18. Какова особенность излучательной рекомбинации в p-n-переходе?
19. Где применяются светодиоды?
20. Как зависит от температуры спектр светодиода?

Список рекомендуемой литературы

1. Физические основы кремниевой наноэлектроники: учебное пособие для вузов / Г. И. Зебрев. - 3-е эл. изд. - Москва: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015. - 243 с.
2. Модели и алгоритмы решения задач технологии материалов микро- и наноэлектроники : учебное пособие : [для студентов, обуч. по программам бакалавриата и магистратуры по направлениям 04.03.02, 11.03.02, 11.03.03, 11.03.04, 13.03.02, 15.03.02, 22.03.01, 22.03.02, 28.00.00] / В. Г. Косушкин [и др.] ; Юго-Зап. гос. ун-т. - Курск : ЮЗГУ, 2018. - 359 с.
3. Физика для вузов: механика и молекулярная физика: [Электронный ресурс]: учебник / В. А. Никеров. - Москва: Дашков и К°, 2017. - 136 с.
4. Введение в физику полупроводников : учебное пособие : [для студентов направления подготовки бакалавров 11.03.03 и магистров 11.04.03 "Конструирование и технология электронных средств"] / В. В. Умрихин, В. И. Бачурин, А. В. Кочура ; Юго-Зап. гос. ун-т. - Курск : ЮЗГУ, 2016. - 242, [2] с. - Библиогр.: с. 243.
5. Наноэлектроника: теория и практика: учебник / В. Е. Борисенко, А. И. Воробьева, А. Л. Данилюк, Е. А. Уткина. - 5-е изд., электрон. - Москва: Лаборатория знаний, 2020. - 369 с.