

Министерство образования и науки Российской Федерации
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Утверждено
Редакционно-издательским советом университета
в качестве учебного пособия к лабораторному практикуму
по курсу общей физики

НОВОСИБИРСК
2012

УДК 539.2(076.5)

Ф 503

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, профессор *О.В. Кибис*,
д-р техн. наук, профессор, зав. каф. электронных приборов
В.К. Макуха

Работа подготовлена кафедрой прикладной
и теоретической физики

Ф 503 **Физика твердого тела:** учеб. пособие / А.А. Корнилович,
В.И. Ознобихин, И.И. Суханов, В.Н. Холявко. – Новосибирск:
Изд-во НГТУ, 2012. – 71 с.

ISBN 978-5-7782-2160-4

Учебное пособие к физическому практикуму по курсу общей физики для студентов I и II курсов РЭФ, ФТФ, ФЭН всех специальностей и всех форм обучения. Введен теоретический раздел, в котором фундаментальные понятия квантовой механики – квантование энергии, расщепление энергетических уровней и образование энергетических зон рассматриваются на качественном уровне и на основе лабораторных работ, выполнявшихся студентами в предыдущих семестрах.

УДК 539.2(076.5)

ISBN 978-5-7782-2160-4

© Корнилович А.А., Ознобихин В.И.,
Суханов И.И., Холявко В.Н., 2012
© Новосибирский государственный
технический университет, 2012

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА	6
Дискретные уровни энергии электрона в атоме.....	6
Расщепление уровней энергии	11
Обобществление электронов в кристалле	12
Принцип Паули	13
Проводники, диэлектрики, полупроводники	14
Виды полупроводников	17
Собственные полупроводники	17
Равновесные носители	18
Примесные полупроводники <i>n</i> - типа (донорные, электронные) ..	19
Примесные полупроводники <i>p</i> - типа (акцепторные, дырочные)...	21
Лабораторная работа № 40. Определение ширины запрещенной зоны полупроводника.....	24
Энергетическое распределение электронов	24
Число состояний свободных электронов в интервале dE	24
Функция распределения Ферми–Дирака	26
Температурная зависимость концентрации подвижных носите- лей в собственном полупроводнике	29
Температурная зависимость электропроводности и ширина запрещенной зоны собственного полупроводника	31
Общая температурная зависимость электропроводности полу- проводника	33
Описание экспериментальной установки.....	34
Лабораторная работа № 41. Изучение эффекта Холла, определение концентрации и подвижности носителей заряда в полупроводнике	37
Эффект Холла	37
Подвижность	39
Описание экспериментальной установки.....	40
Измерение ЭДС Холла	41

Измерение электропроводности	41
Таблица результатов измерений (вариант).....	43
Работа № 42. Исследование спектральной характеристики фоторезистора	44
Генерация носителей заряда	45
Поглощение света	46
Спектральная характеристика фоторезистора	47
Описание экспериментальной установки.....	50
Лабораторная работа № 44. Изучение характеристик электронно-дырочного перехода.....	53
Исходное состояние.....	53
Равновесное состояние $p-n$ - перехода	56
Прямое включение $p-n$ - перехода	61
Обратное включение $p-n$ - перехода	63
Отношение обратного и прямого сопротивлений	64
Температурные зависимости токов.....	67
Описание экспериментальной установки.....	68
Библиографический список.....	70
Справочные данные	70

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящем издании лабораторного практикума по курсу общей физики введен теоретический раздел, в котором фундаментальные понятия квантовой механики – квантование энергии, расщепление энергетических уровней и образование энергетических зон рассматриваются на качественном уровне и на основе лабораторных работ, выполнявшихся студентами в предыдущих семестрах.

Теоретический раздел пособия снабжен большим количеством контрольных вопросов, распределенных по разделам. Контрольные вопросы-задания, требующие вывода формул, выделены жирным шрифтом. Рабочие формулы обведены рамками.

Рекомендуется выполнять лабораторные работы в следующем порядке: лабораторная работа № 41 – так как она не требует знания квантовой механики, лабораторная работа № 40 или № 42, затем лабораторная работа № 44.

ЭЛЕМЕНТЫ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

ДИСКРЕТНЫЕ УРОВНИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНА В АТОМЕ

Рассмотрим вначале с точки зрения *классической механики* взаимодействие электрона с положительным зарядом атомного ядра. Так как сила электростатического взаимодействия центрально, то сохраняется полный момент импульса электрона \vec{M} (в квантовой механике момент импульса принято обозначать этой буквой). Сохраняется и полная энергия электрона

$$E = E_{\text{кин}} + U(r) = m\vec{v}^2/2 - Ze^2/r,$$

где $E_{\text{кин}} = m\vec{v}^2/2$ – кинетическая энергия, m – масса, \vec{v} – скорость электрона, $U(r) = -Ze^2/r$ – потенциальная энергия взаимодействия заряда электрона ($-e$) с зарядом ядра Ze , Z – атомный номер, r – расстояние от электрона до точечного ядра.

Если разложить вектор скорости электрона \vec{v} , касательный к траектории, на две ортогональные компоненты, радиальную \vec{v}_r и азимутальную \vec{v}_α (рис. 1) и выразить \vec{v}_α через величину момента импульса

$$M = |\vec{r} \times \vec{p}| = rp \sin \alpha = rmv_\alpha,$$

то полную энергию электрона можно представить в виде суммы кинетической энергии радиального движения $m\vec{v}_r^2/2$ и зависящей только от r эффективной потенциальной энергии $U_{\text{эфф}} = M^2/2mr^2 + U(r)$, график которой изображен сплошной кривой на рис. 2.

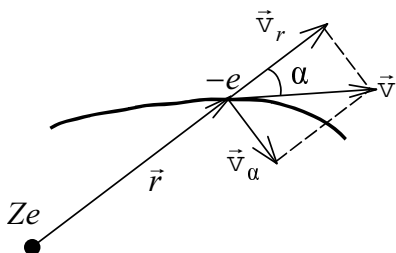


Рис. 1

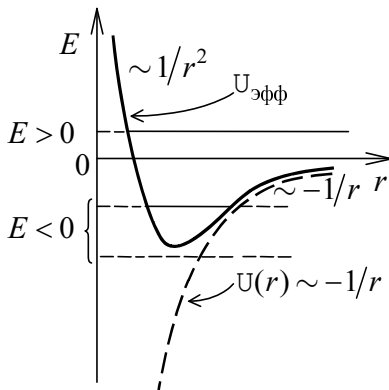


Рис. 2

Границы такого «одномерного» движения электрона зависят от его полной энергии. Если $E > 0$, то электрон может оторваться от ядра, уйти в бесконечность, движение электрона *инфинитно*. Если же $E < 0$, то движение электрона *финитно*, т.е. происходит в ограниченном пространстве. Области, отмеченные штриховыми горизонталями на рис. 2, классическому электрону недоступны, так как в них потенциальная энергия превышает полную. В частности, полная энергия не может быть меньше минимума $U_{\text{эфф}}$.

С точки зрения *квантовой (волновой) механики*, связанное движение электрона в атоме схоже со стоячей волной в ограниченном пространстве. Вспомним лабораторную работу № 24 «Волны на струне». Стационарные колебания струны, закрепленной на концах, достигали большой амплитуды, если на длине струны L укладывалось целое число полуволн:

$$L = n\lambda/2, \quad n = 1, 2, 3 \dots$$

Выясним физический смысл этого условия. Рассмотрим смещение струны в какой-либо плоскости AB (рис. 3). Гармоническая волна, например, бегущая вправо, последовательно отражается от концов струны и складывается в плоскости AB с первичной волной, проходящей эту плоскость в более поздний момент времени. Большая амплитуда суммарной волны возможна только в том случае, если составляющие

волны складываются в фазе. То есть набег фазы при циклическом обходе струны должен быть кратен 2π :

$$2L = n\lambda \Leftrightarrow L = n\lambda/2.$$

При любом другом значении разность фаз многократно отражающихся бегущих волн будет меняться в пределах от 0 до 2π , поэтому результирующая амплитуда не будет максимальной.

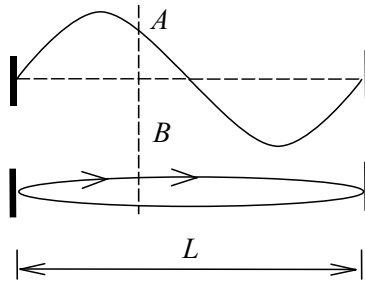


Рис. 3

В квантовой механике движению микрочастицы с импульсом p соответствует длина волны $\lambda = h/p$ (формула де Бройля), h – постоянная Планка. В модели атома Бора постулировались только те круговые орбиты, на которых укладывается целое число λ . Определенным значениям λ соответствуют определенные значения импульса p , а через импульс и определенные значения энергии W . Полученный на основе такой полуклассической модели энергетический спектр электрона соответствовал экспериментальным спектроскопическим данным. На рис. 4, а показан дискретный набор отрицательных уровней энергии в атоме водорода¹:

$$E_n = -R/n^2, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad R = 13,6 \text{ эВ}, \quad 1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}.$$

¹ Постоянная Ридберга, пропорциональная R , также обозначается этой буквой.

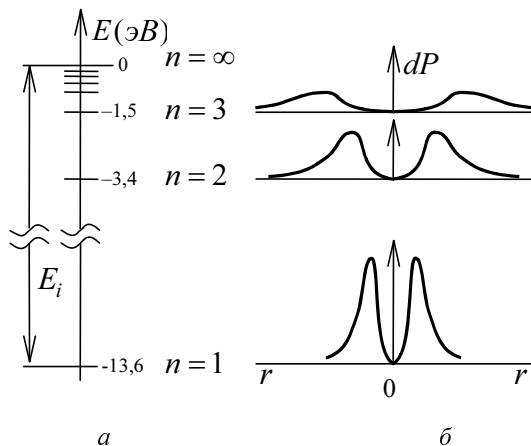


Рис. 4

Здесь n – *главное квантовое число*. Уровень с $n = 1$ соответствует основному, невозбужденному, состоянию атома водорода. Энергия ионизации $E_i = 13,6$ эВ – энергия, которую необходимо сообщить невозбужденному атому водорода для отрыва электрона.

В рамках более общей теории *волновой функции* электрон, как волна, может быть обнаружен на любом расстоянии от ядра, однако существуют области, в пределах которых его обнаружение наиболее вероятно. На рис. 4, б для нижних трех уровней энергии показаны радиальные распределения вероятности $dP(r)$ обнаружения электрона в сферическом слое бесконечно малой толщины dr вокруг ядра. Максимумы этих кривых примерно соответствуют классическим траекториям, однако в квантовой механике принято говорить об *электронном облаке*. С ростом энергии E размеры электронного облака увеличиваются².

² В учебниках обычно приводят графики или картинку распределения *плотности вероятности*, не обращающейся в нуль при $r = 0$, однако полная вероятность dP , пропорциональная $r^2 dr$, обращается в нуль: электрон не может упасть на ядро.

В водородоподобных ионах с одним электроном (He^+ , Li^{++} , Be^{3+} и т. д.) структура уровней энергии электрона отличается от водородной только масштабом: $E_n = -ZR/n^2$, где Z – атомный номер.

В многоэлектронных атомах электроны распределены по *электронным оболочкам* – группам близко расположенных уровней с определенными значениями квантовых чисел. Как и в атоме водорода, чем больше энергия, тем больше размер электронного облака. Взаимное отталкивание электронов ослабляет их притяжение к ядру, так что электроны внешних электронных оболочек взаимодействуют с ядром гораздо слабее, чем внутренних. Энергия связи с ядром у электронов внутренних оболочек достигает $10^2 \dots 10^4$ эВ, тогда как у внешних она порядка 10 эВ. *Поэтому большинство свойств атомов (химических, электрических) определяется строением внешних электронных оболочек.*

Контрольные вопросы

4. Какие величины сохраняются при движении электрона в классическом атоме водорода?
5. При какой полной энергии электрон связан с ядром классического атома водорода?
6. Зависит ли полная энергия электрона в классическом атоме водорода от ориентации его орбитального момента импульса, т. е. от ориентации классической орбиты?
7. На примере колебаний струны объясните квантование волны, существующей в ограниченном пространстве.
8. Какие орбиты электрона постулировались в модели атома Бора? Напишите формулу де Бройля. Как она объясняет квантование энергии электрона?
9. Напишите формулу энергетического спектра электрона в боровской модели атома водорода, нарисуйте схему уровней.
10. Нарисуйте графики радиального распределения электронного облака атома водорода для нескольких значений главного квантового числа.
11. Чем определяются химические и электрические свойства многоэлектронных атомов? Почему?

РАСЩЕПЛЕНИЕ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ

Вспомним лабораторную работу № 20 «Связанные маятники». Вначале выравнивались длины маятников, чтобы частоты гармонических колебаний изолированных маятников совпали. В таком случае говорят, что маятники *вырождены* по частоте. Однако потом, когда маятники связывали пружиной, гармонические колебания возникали на *двух разных частотах*. Это очень общее явление: *связь колебательных систем приводит к снятию частотного вырождения, к расщеплению нормальных частот*. И чем сильнее связь, тем сильнее растягивалась пружина, тем больше расщепление.

Список взаимодействий, приводящих к расщеплению атомных уровней энергии, обширен: внешние поля, межэлектронное взаимодействие в атоме. Даже в атоме водорода возникает слабое расщепление (*тонкая структура*), вызванное спин-орбитальным взаимодействием электрона «с самим собой»: внутренний магнитный момент электрона (*спин*) взаимодействует с магнитным полем, создаваемым током электронного «витка» при движении электрона по орбите.

Применительно к теории электропроводности кристаллов рассмотрим расщепление, связанное с межатомным взаимодействием. На рис. 5 показано расщепление уровней изолированного атома по мере уменьшения расстояния между атомами a и соответственно увеличения потенциальной энергии межатомного взаимодействия W . Кристалл – система N взаимодействующих атомов. *Каждый «родительский» уровень изолированного атома расщепляется на N подуровней*. В кристалле размером 1 мм содержится 10^{19} атомов. При типичном расстоянии между уровнями энергии порядка 1 эВ расстояние между подуровнями равно примерно 10^{-19} эВ. Для сравнения: при температуре $T = 300$ К энергия теплового движения $kT \approx 0,025 \approx 1/40$ эВ. То есть в кристалле образуются квазинепрерывные энергетические зоны электронов. Разрешенные зоны энергии разделе-

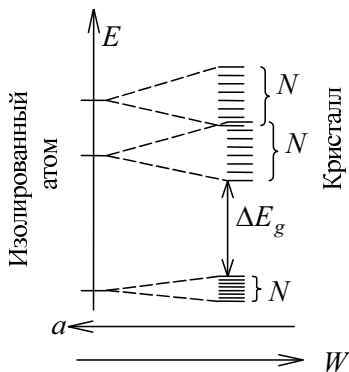


Рис. 5

ны запрещенными зонами. На рис. 5 ΔE_g – ширина запрещенной зоны (gap – щель, зазор, промежуток). Сильнее взаимодействуют внешние электроны атомов и потому их уровни энергии сильнее расщепляются, так что зоны соседних родительских уровней атома могут перекрываться.

Контрольные вопросы

12. Поясните на примере связанных маятников, что такое расщепление частот колебаний и что влияет на величину расщепления.

13. Перечислите основные источники расщепления энергетических уровней атомов.

14. Нарисуйте схему образования энергетических зон в кристалле, состоящем из N атомов.

ОБОБЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

Электроны изолированных атомов «привязаны» к своему ядру. По мере сближения атомов волновые функции электронов перекрываются все сильнее, прежде всего у внешних электронных оболочек. На рис. 6, *a* штриховой и пунктирной линиями показаны вероятности распределения отдельных электронов. Плюсы ионов даны соответственно в штриховой или пунктирной окружности. Сплошной линией показана результирующая вероятность dP обнаружения электрона на бесконечно малом промежутке dr кристалла. Видно, что электрон с высокой вероятностью может быть обнаружен не только вблизи ядер, но и практически в любой точке кристалла. Совокупность свободных электронов в кристалле образует *электронный газ*.

Это явление можно объяснить и классически. Потенциальные кривые $U(r)$ отдельных ядер (штриховые и пунктирные линии на рис. 6, *b*) частично накладываются друг на друга. Результирующая кривая потенциальной энергии (сплошная линия) понижается: притяжение электрона к ближайшему ядру частично компенсируется притяжением к соседним ядрам. Поэтому верхняя энергетическая зона $A-A$ оказывается во всем кристалле выше потенциального барьера

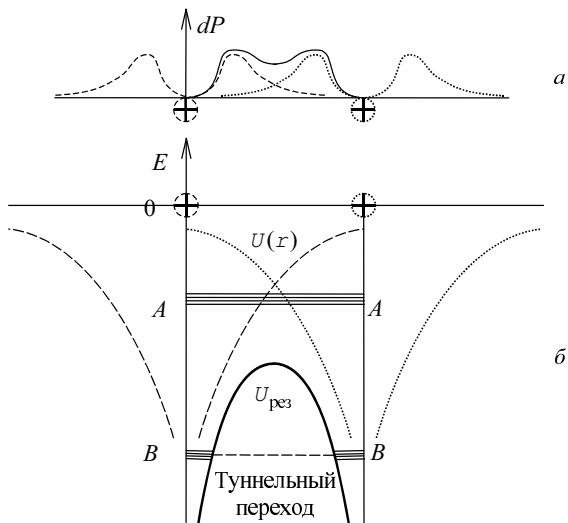


Рис. 6

подобно области $E > 0$ инфинитного движения на рис. 2. Электроны на нижних энергетических зонах $B-B$ также могут переходить от атома к атому сквозь потенциальные барьеры, но с меньшей вероятностью (*квантовый туннельный эффект*).

Контрольные вопросы

15. Объясните обобществление электронов в кристалле на языке пространственного распределения вероятностей обнаружения электронов.
16. Объясните образование энергетической зоны свободного движения электронов в кристалле.

ПРИНЦИП ПАУЛИ

Рассмотрим подробнее распределение электронов по уровням энергии. Могут ли все электроны скопиться на одном, например нижнем, уровне энергии? Какому распределению соответствует минимальная энергия электронов в атоме или кристалле?

На основе изучения атомных спектров Паули сформулировал принцип запрета: *в каждом квантовом состоянии не может находиться более одного электрона*. Под состоянием понимается набор значений квантовых чисел, определяющих волновую функцию микро-частицы. Квантовое *магнитное спиновое число* m_s , описывающее проекцию собственного момента импульса (*спина*) M_z на выбранную ось, может принимать только два значения $m_s = \pm 1/2$, т. е. $M_z = \pm h/2$. Поэтому на одном уровне энергии может находиться не более двух электронов с противоположно направленными спинами.

Принцип Паули позволил объяснить распределение электронов по атомным уровням энергии. В атоме гелия два электрона с противоположными спинами занимают нижний уровень. В атоме лития третий электрон должен уже занять более высокий уровень. По мере увеличения атомного номера Z электроны последовательно заполняют электронные оболочки. Важно отметить, что в соответствии с принципом Паули внутренние, заполненные, оболочки содержат четное число электронов, тогда как на внешней оболочке число электронов может быть как четным, так и нечетным.

Контрольные вопросы

17. Сформулируйте принцип Паули.

18. Как принцип Паули объясняет распределение электронов по атомным уровням энергии? Могут ли все электроны в атоме собраться на одном энергетическом уровне?

ПРОВОДНИКИ, ДИЭЛЕКТРИКИ, ПОЛУПРОВОДНИКИ

При температуре, близкой к абсолютному нулю, энергия кристалла стремится к минимуму, поэтому электроны заполняют уровни, начиная с нижнего. На каждом уровне находится по два электрона с противоположно направленными спинами. На верхнем занятом уровне может быть один электрон (рис. 7, а).

Таким образом, даже при нулевой температуре кристаллической решетки электроны обладают ненулевой энергией хаотического движения, «носятся как угорелые». То есть электронная температура как

мера энергии хаотического движения отлична от нуля. Это чисто квантовый эффект.

Электроны каждого нижнего родительского уровня энергии атома полностью заполняют соответствующую нижнюю энергетическую зону в кристалле: $2 \times N$ атомов = $2 \times N$ подуровней. Верхняя из полностью заполненных зон называется валентной зоной. Если же на верхней электронной оболочке атома только один электрон, то N подуровней верхней зоны они заполняют лишь наполовину, так как каждый подуровень занимают два электрона.

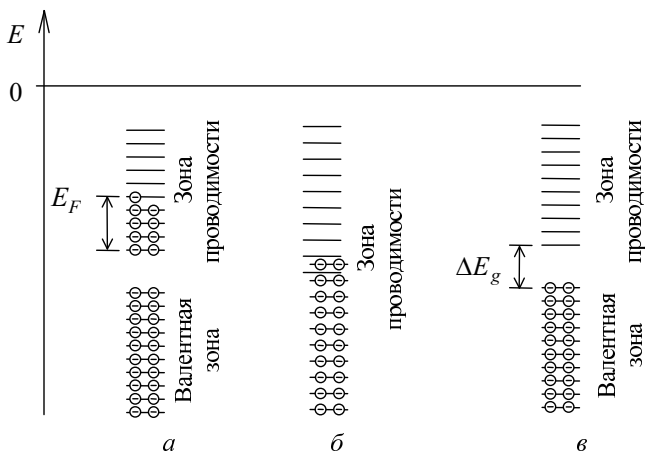


Рис. 7

Создадим в таком кристалле внешнее электрическое поле $\vec{\mathcal{E}}$. На каждый электрон это поле действует с силой $\vec{F} = -q\vec{\mathcal{E}}$, изменяющей, по классическим представлениям, его скорость и энергию. Однако изменение энергии возможно, если в энергетической зоне, к которой принадлежат данные электроны, есть незанятые подуровни. Поскольку расстояние между подуровнями очень мало, достаточно слабого электрического поля, чтобы возникло преимущественное направление движения электронов против поля, т. е. электрический ток.

Частично заполненная зона или свободная зона над валентной зоной называется *зоной проводимости*. Вещества с частично заполненной энергетической зоной должны быть хорошими проводниками. Таковы щелочные металлы Li, Na, K..., а также Cu, Ag, Au – у атомов

всех этих элементов на внешней электронной оболочке только один электрон.

Хорошей электропроводностью могут обладать вещества, у которых на верхней электронной оболочке атома находится нечетное число электронов, например Al. Частично заполненная зона может образоваться и при наложении свободной и валентной зон, как у бериллия и щелочно-земельных элементов Ca, Sr, Ba (рис. 7, б).

Теперь рассмотрим случай, когда валентная зона заполнена целиком и отделена от ближайшей свободной зоны широкой запрещенной зоной ΔE_g (рис. 7, в). Внешнее электрическое поле, приложенное к такому кристаллу, не способно поднять электроны в вышележащую зону. Внутри же валентной зоны, не содержащей ни одного свободного уровня, поле лишь вызовет перестановку электронов по уровням, что не нарушит симметрию распределения электронов по скоростям и не создаст направленного движения электронов. Такие вещества являются *непроводниками*, так как обладают практически нулевой электропроводностью. Условно непроводники по ширине запрещенной зоны делятся на диэлектрики и полупроводники. У типичных *диэлектриков* $\Delta E_g > 3$ эВ. Так, у алмаза (углерод – 4 валентных электрона) $\Delta E_g = 5,2$ эВ, у корунда Al_2O_3 $\Delta E_g = 7$ эВ. К *полупроводникам* относят вещества со сравнительно узкой запрещенной зоной, $\Delta E_g \cong 1$ эВ. У германия (4 электрона) $\Delta E_g = 0,66$ эВ, у кремния (4 электрона) $\Delta E_g = 1,08$ эВ, у арсенида галлия $\Delta E_g = 1,43$ эВ.

Контрольные вопросы

19. Нарисуйте и объясните зонно-энергетическую диаграмму:
 - а) проводника (варианты);
 - б) диэлектрика.
20. Равна ли нулю энергия электронов при нулевой температуре кристаллической решетки?
21. Почему зона проводимости так называется?
22. Какова электропроводность кристалла с полностью заполненной верхней энергетической зоной при температуре, близкой к нулю?
23. Как подразделяют диэлектрики и полупроводники?

ВИДЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Собственные полупроводники

Это химически чистые полупроводники. При абсолютном нуле температуры зона проводимости такого полупроводника пуста (рис. 7, в), а валентная зона полностью заполнена, все электроны «заняты» в межатомных связях кристалла, по 2 электрона на связь между парой атомов. Поэтому при абсолютном нуле полупроводник является диэлектриком. Ненулевая электропроводность полупроводника может возникнуть только под действием внешнего фактора, способного сообщить электрону энергию, достаточную для разрыва валентной связи и его переброса в другую ячейку кристалла, где все связи заполнены, и этот электрон будет лишним, т. е. свободным. Такими факторами могут быть облучение светом или ионизирующим излучением либо повышение температуры, когда электрон получает энергию от тепловых колебаний ионной решетки.

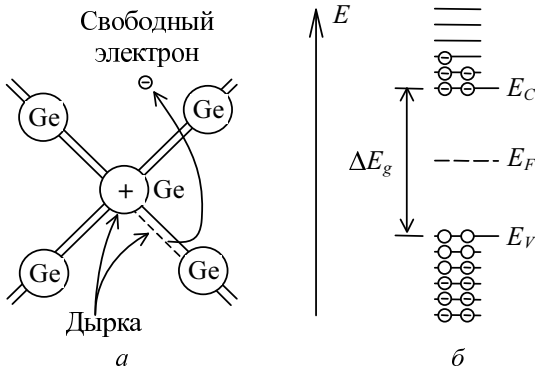


Рис. 8

При отрыве электрона и его переходе в зону проводимости возникает *дырка* – положительный ион кристаллической решетки, незаполненная межатомная связь (рис. 8, а) и свободный электронный уровень в валентной зоне (рис. 8, б). На рис. 8 E_V – энергия верхнего уровня валентной зоны (valence – способность привлекать), E_C – энергия дна зоны проводимости (conductivity – проводимость). Дырка может блуж-

дать по кристаллу, так как место ушедшего электрона может занять соседний связанный. Под действием внешнего поля валентные электроны способны переходить на свободный валентный уровень подобно электронам в зоне проводимости, т. е. дырки могут создавать электрический ток. Суммарная сила тока электронов валентной зоны с одним свободным состоянием равна силе тока, создаваемого одной фиктивной частицей с положительным зарядом $+q$, помещенной в это состояние. В собственных полупроводниках концентрация дырок p_i (positive – положительный и intrinsic – присущий, свойственный) равна концентрации собственных электронов в зоне проводимости n_i (negative – отрицательный). Однако вклад дырок в электрический ток меньше, так как их подвижность меньше, чем у электронов зоны проводимости.

Контрольные вопросы

24. Что такое собственный полупроводник?
25. Для собственного полупроводника нарисуйте и поясните:
 - а) пространственное распределение зарядов и связей в кристалле;
 - б) зонно-энергетическую диаграмму при наличии свободных зарядов.

РАВНОВЕСНЫЕ НОСИТЕЛИ

Генерация – процесс появления свободных носителей, например, при ненулевой температуре кристаллической решетки. Если бы этот процесс был единственным, то концентрация свободных носителей непрерывно бы возрастала. Однако вместе с генерацией возникает и *рекомбинация* – уничтожение пары свободных носителей при встрече электрона с дыркой. Сама возможность установления постоянной концентрации свободных носителей обусловлена тем, что скорости генерации и рекомбинации по-разному зависят от концентрации. Предположим, что скорость генерации G , т. е. количество носителей, возникающих в единице объема в единицу времени ($\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), не зависит от времени t (горизонтальная прямая на рис. 9). Тогда, если бы свободные носители не исчезали, их концентрация n_i линейно росла бы со временем.

Рекомбинация – совмещение двух независимых событий – встреча подвижного заряда и подвижной вакансии для этого заряда в одной элементарной ячейке кристаллической решетки. Как известно (это рассматривалось в 1-м семестре), вероятность совместного события равна произведению вероятностей независимых составляющих событий. Поэтому скорость рекомбинации R пропорциональна произведению концентраций свободных электронов и равной ей

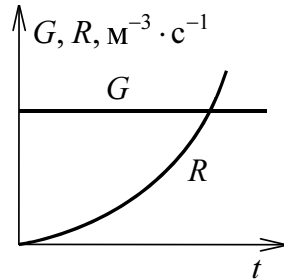


Рис. 9

концентрации дырок, т. е. примерно n^2 (кривая на рис. 9). Точка пересечения скоростей генерации и рекомбинации есть точка равновесия, определяющая концентрацию *равновесных носителей*.

Другие способы генерации: под действием света (см. лабораторную работу № 42) или ионизирующих частиц (см. лабораторные работы 10, 11, 12 практикума ФТФ), введение (*инжекция*) через контакт с другим материалом (см. лабораторную работу № 44). Возникающие при этом дополнительные носители называются *неравновесными*.

Поскольку для генерации требуется дополнительная энергия, то при обратном процессе рекомбинации энергия выделяется, например, в виде тепла (безызлучательная рекомбинация) или кванта света (излучательная рекомбинация). Действие светодиодов основано на излучательной рекомбинации.

Контрольные вопросы

26. Что такое генерация и рекомбинация в кристаллах?
27. Что такое равновесие носителей, почему оно возникает?
28. Перечислите способы генерации неравновесных носителей.
29. Назовите типы рекомбинации носителей в кристалле.

Примесные полупроводники n -типа (донорные, электронные)

Предположим, что в кристалле четырехвалентного германия часть атомов замещена атомами пятивалентного мышьяка (рис. 10, *a*). Для установления связей с соседями атом мышьяка расходует 4 валентных

электрона. Пятый электрон в образовании межатомных связей не участвует. Доля примеси в полупроводниках меняется в пределах $10^{-9} \dots 10^{-3}$, т. е. расстояние между атомами примеси в $\sqrt[3]{10^3 \dots 10^9} = 10 \dots 10^3$ раз больше, чем между атомами основного вещества. Поэтому атом примеси окружен атомами основного вещества, можно считать, что он погружен в диэлектрик. Диэлектрическая проницаемость германия $\epsilon = 16$, следовательно, пятый электрон движется в поле иона мышьяка, ослабленном в ϵ раз, радиус его орбиты (точнее, размер области локализации электрона) в ϵ раз больше, чем в изолированном атоме. Энергия связи электрона с ядром, *энергия ионизации* примеси $\Delta E_D \sim 0,01$ эВ сравнима с энергией теплового движения атомов. Поэтому при $T > 0$ высока вероятность отрыва пятого электрона и превращения его в свободный электрон проводимости (рис. 10, в).

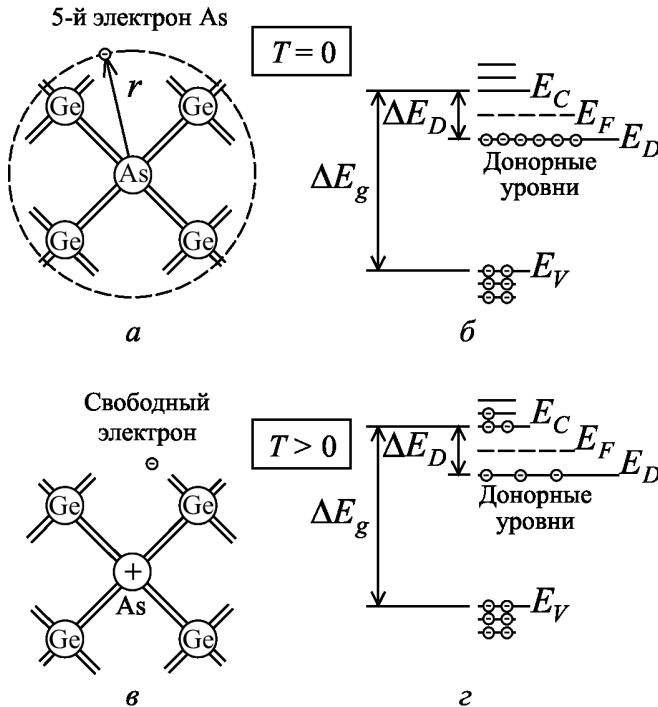


Рис. 10

Примеси, являющиеся источником электронов проводимости, называются *донорами* (donate – дарить). Полупроводник, содержащий такую примесь, называется *электронным* или *n-типа*, а также *донорным*. При низкой температуре, когда концентрация примесных подвижных электронов намного больше концентрации собственных электронов и дырок, примесные носители называются *основными*, а дырки – *неосновными*. При высокой температуре концентрация собственных подвижных носителей резко возрастает, поэтому разделение на основные и неосновные носители теряет смысл.

На языке зонной теории: энергетические уровни пятого электрона атомов мышьяка E_D расположены в запрещенной зоне атомов германия вблизи дна зоны проводимости E_C (рис. 10, б) на расстоянии $\Delta E_D \sim 0,01$ эВ. Атомы примеси между собой слабо взаимодействуют (см. выше), расщепление примесных уровней намного меньше, чем у германия, поэтому эти уровни часто изображают как единый уровень, но не зону. Образующиеся при переходе донорных электронов в зону проводимости положительные ионы мышьяка неподвижны и в проводимости не участвуют.

Контрольные вопросы

30. Какие примеси превращают германий в донорный полупроводник?

31. Для донорного полупроводника нарисуйте и поясните пространственное распределение зарядов и связей в кристалле, а также зонно-энергетическую диаграмму при $T = 0$ и при $T > 0$.

32. Назовите основные и неосновные носители в донорном полупроводнике.

Примесные полупроводники p-типа (акцепторные, дырочные)

Предположим, что в решетке германия часть атомов замещена атомами трехвалентного индия (рис. 11, а). Для образования связей с четырьмя ближайшими соседями атому индия не хватает электрона. Этот электрон может перейти от атома германия, в результате образуется неподвижный отрицательный ион индия и положительная дырка –

незаполненная связь у атома германия (рис. 11, в). Поскольку для перехода электрона ему достаточно сообщить энергию ионизации примеси $\Delta E_A \approx 0,01$ эВ, сравнимую с тепловой энергией атома, эта дырка может блуждать по кристаллу.

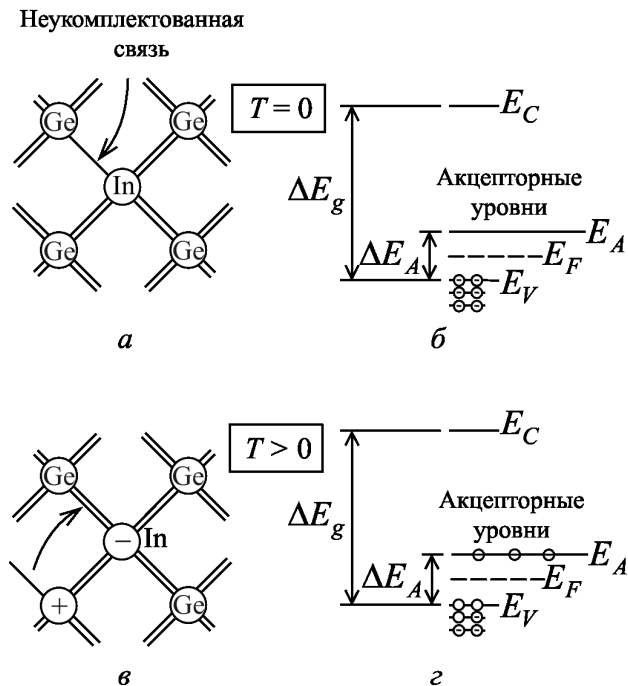


Рис. 11

На языке зонной теории: незаполненные электронные уровни E_A индия располагаются в запрещенной зоне германия на расстоянии ΔE_A от верха валентной зоны E_V (рис. 11, б). Электроны, перешедшие на эти уровни из валентной зоны германия, связываются атомами индия и в проводимости не участвуют. Подвижными носителями являются дырки в валентной зоне (рис. 11, г).

Примеси, захватывающие электроны из валентной зоны полупроводника, называются *акцепторными* (ассерт – принимать), а энергетические уровни этих примесей – акцепторными уровнями. Полупроводник, содержащий акцепторные примеси, называют *дырочным полупроводником* или *p*-типа, а также *акцепторным*. Основными носителями в акцепторном полупроводнике являются дырки, а неосновными – электроны.

Контрольные вопросы

33. Какие примеси превращают германий в акцепторный полупроводник?
34. Для акцепторного полупроводника нарисуйте и поясните пространственное распределение зарядов и связей в кристалле, а также зонно-энергетическую диаграмму при $T = 0$ и при $T > 0$.
35. Назовите основные и неосновные носители в акцепторном полупроводнике.

Лабораторная работа № 40

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКА

Цель работы: определить ширину запрещенной зоны полупроводника по температурной зависимости электропроводности. Сравнить результат измерений с табличным значением.

Теория

Энергетическое распределение электронов

При абсолютном нуле температуры ионной решетки свободные электроны попарно заполняют в зоне проводимости все уровни энергии от низшего до некоторого максимального. Теперь рассмотрим энергетическое распределение в электронном газе при произвольной температуре.

Найдем количество электронов $dN(E)$, имеющих энергию в интервале $E, E + dE$. Для этого необходимо количество возможных состояний $dG(E)$ в интервале dE умножить на вероятность заполнения состояния $f(E)$, называемую *функцией распределения*:

$$dN(E) = \text{вероятность} \times \text{число состояний} = f(E) \cdot dG(E). \quad (1)$$

Число состояний свободных электронов в интервале dE

В классической механике состояние материальной точки полностью определяется заданием координаты и скорости (или импульса). В шестимерном *фазовом пространстве* с координатами $\{\mathbf{r}, \mathbf{p}\} \equiv \{x, y, z, p_x, p_y, p_z\}$ этому состоянию соответствует точка. Плотность расположения точек и их общее количество бесконечны.

В квантовой механике координата и соответствующая компонента импульса связаны соотношением неопределенностей

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h, \quad \Delta y \cdot \Delta p_y \geq h, \quad \Delta z \cdot \Delta p_z \geq h,$$

где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постоянная Планка. Следовательно, одному состоянию микрочастицы соответствует «кубик» с минимальным «объемом» в фазовом пространстве:

$$\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z \geq h^3.$$

Точнее задать состояние микрочастицы невозможно.

Электроны могут свободно перемещаться в кристалле, неопределенность пространственных координат электрона равна размерам кристалла. Поэтому пространственный объем, который занимает электрон, равен объему кристалла: $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z = V$. Тогда минимальный объем одного состояния в пространстве импульсов

$$\Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z = h^3 / V.$$

Энергия свободной нерелятивистской частицы связана с величиной импульса³ $E = p^2 / 2m$. Найдем число состояний с модулем импульса в интервале $p, p + dp$. В пространстве импульсов таким состояниям соответствует слой между сферами радиусом p и $p + dp$ (рис. 1). Объем этого сферического слоя равен $4\pi p^2 dp$.

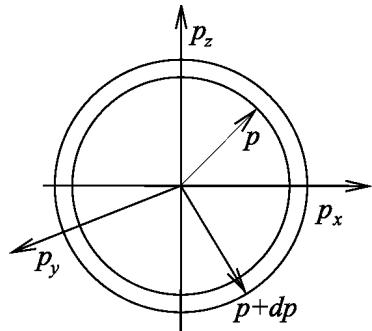


Рис. 1

$$p^2 = 2mE, \quad dp = \sqrt{2m} \frac{1}{2} \frac{dE}{\sqrt{E}}.$$

³ Такая связь подразумевает, что начало отсчета энергии находится на уровне дна зоны проводимости, тогда как в предыдущем разделе «Элементы квантовой теории твердого тела» начало соответствовало нулю потенциальной энергии взаимодействия зарядов. Ничего страшного: функция распределения, как показано ниже, зависит от *разности* энергий, т. е. не зависит от положения начала отсчета.

Тогда

$$4\pi p^2 dp = 4\pi 2mE \sqrt{2m} \frac{1}{2} \frac{dE}{\sqrt{E}} = 2\pi(2m)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E} dE .$$

Таким образом, число состояний в интервале энергий $E, E + dE$ равно

$$\frac{4\pi p^2 dp}{h^3} V = \frac{2\pi V}{h^3} (2m)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E} dE .$$

Каждому энергетическому состоянию соответствуют два состояния электронов с противоположными направлениями спинов. Поэтому окончательно полное число состояний электронов в интервале $E, E + dE$ равно

$$dG(E) = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{\frac{3}{2}} \sqrt{E} dE . \quad (2)$$

Контрольные вопросы

1. Что такое фазовое пространство?
2. Как описывается в фазовом пространстве состояние классической частицы и квантовой микрочастицы?
3. **Выведите** формулу числа состояний свободных электронов в интервале dE .

Функция распределения Ферми–Дирака

Микрочастицы со спином $h/2$ или $1/2$ в единицах h , в том числе электроны, подчиняются принципу Паули (см. раздел в этом учебном пособии «Элементы квантовой теории...»). Такие частицы называются *фермионами*. Если электронный газ взаимодействует с термостатом, имеющим температуру T (например, с кристаллической решеткой), то вероятность для электрона занять состояние с энергией E описывается функцией распределения Ферми–Дирака

$$f_F(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} . \quad (3)$$

Здесь $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, E_F – химический потенциал, который в физике твердого тела называют энергией Ферми, или уровнем Ферми. Эта важная характеристика распределения нам потребуется в лабораторной работе № 44. Энергию Ферми определяют из полного числа частиц в системе по формуле (1):

$$\int dN(E) = N = \int f_F(E) dG(E). \quad (4)$$

Энергия Ферми зависит от структуры уровней и, вообще говоря, от температуры. В собственных полупроводниках при $T \approx 0 \dots 300$ К уровень Ферми совпадает с серединой запрещенной зоны (см. «Элементы квантовой теории...», рис. 8, б), в примесных полупроводниках – с серединой запрещенной зоны примеси (см. «Элементы квантовой теории...», рис. 10, б и г и 11, б и г).

Рассмотрим функцию Ферми–Дирака для газа свободных электронов зоны проводимости. При $T \rightarrow 0$ и при $E > E_F$ получаем $(E - E_F)/kT \rightarrow \infty$, т. е. $f_F(E) \rightarrow 0$. При $E < E_F$ показатель экспоненты $(E - E_F)/kT \rightarrow -\infty$, т. е. $f_F(E) \rightarrow 1$. Таким образом, при $T \rightarrow 0$ функция Ферми–Дирака описывает уже рассмотренный случай («Элементы квантовой теории...», рис. 7, а), полученный нами из принципа Паули и требования минимальной энергии электронного газа при $T = 0$. На рис. 2 изображен график этой функции в виде ступеньки⁴. Уровень Ферми электронного газа – это максимальная энергия электрона при $T = 0$.

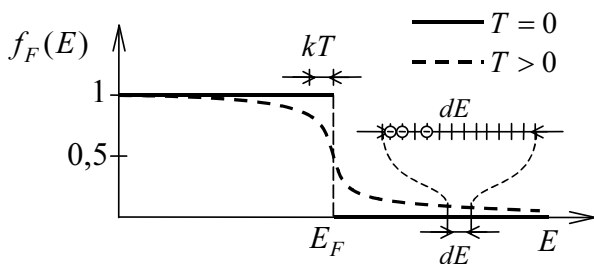


Рис. 2

⁴ На всех предыдущих рисунках ось энергии была вертикальной.

График функции Ферми–Дирака при $T > 0$ – штриховая кривая на рис. 2. Возникает вопрос: как вероятность заполнения подуровня может быть дробной, меньше единицы? Ведь подуровень либо занят, либо свободен, т. е. число заполнения подуровня либо единица, либо ноль. Объяснение: функция распределения описывает вероятность, усредненную по бесконечно малому интервалу dE . Если присмотреться к этому интервалу с «увеличительным стеклом» (увеличенная выноска интервала dE), то видно, что в нем заполнена только часть подуровней, т. е. средняя вероятность заполнения меньше единицы. Вероятность заполнения подуровней с $E = E_F$ всегда равна 0,5.

При $T > 0$ электроны могут получать дополнительную энергию от тепловых колебаний решетки (*фононов*) и переходить на более высокие подуровни, $E > E_F$. Вследствие этого число электронов с $E < E_F$ уменьшается, так как полное число электронов в зоне проводимости не меняется: тепловой энергии недостаточно, чтобы перебросить дополнительные электроны из нижележащей валентной зоны. При $T \approx 300$ К средняя тепловая энергия

$$kT \approx 1/40 \text{ эВ} \ll E_F \sim 1 \dots 10 \text{ эВ}.$$

Поэтому полное число электронов, подвергшихся тепловому возбуждению, составляет малую часть от общего числа электронов в зоне проводимости: $\Delta N / N \sim 1 \dots 2 \%$.

Рассмотрим высокоэнергетический «хвост» функции распределения, $E > E_F$, точнее, $E \gg E_F$. Напомним, $E, E_F < 0$. Пусть $E \rightarrow 0$. Тогда

$$e^{-\frac{E_F}{kT}} \gg 1.$$

Поэтому единичным слагаемым в знаменателе формулы (3) можно пренебречь. Тогда

$$f_F(E) \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}} = e^{\frac{E_F}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}}, \quad (5)$$

т. е. при $E \gg E_F$ распределение Ферми–Дирака совпадает с распределением Максвелла–Больцмана. Этот важный результат мы используем в дальнейшем.

Контрольные вопросы

4. Какие частицы называются фермионами, каково их свойство?
5. Запишите функцию Ферми–Дирака, **выведите** ее предельный вид при $T \rightarrow 0$, нарисуйте график. Поясните, как этот график согласуется с распределением электронов в зоне проводимости проводника.
6. Нарисуйте график функции Ферми–Дирака при $T > 0$. Объясните отличие $f_F(E)$ от единицы или нуля.
7. Поясните где располагается уровень Ферми:
 - а) в собственных полупроводниках;
 - б) в примесных полупроводниках.
8. С каким распределением совпадает распределение Ферми–Дирака при $E \gg E_F$?

Температурная зависимость концентрации подвижных носителей в собственном полупроводнике

Определим концентрацию свободных электронов в зоне проводимости формулы из (4):

$$n = \frac{N}{V} = \int f_F(E) dG(E). \quad (6)$$

Интегрировать нужно по всем подуровням зоны проводимости, от нуля, совпадающего с E_C (см. рис. 8, б), и до верхнего уровня. Поскольку в собственном полупроводнике занята только малая часть подуровней этой зоны, верхний предел можно заменить на бесконечный. Кроме того, заменим точное распределение Ферми–Дирака его высокоэнергетическим приближением (5). Тогда (6)

$$n = \frac{4\pi V}{h^3} (2m)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{E_F}{kT}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{E}{kT}} \sqrt{E} dE. \quad (7)$$

Этот интеграл пропорционален $T^{3/2}$ (без доказательства). Во-вторых, для собственного полупроводника энергия Ферми отрицательна отно-

сительно дна зоны проводимости: $E_F = -\Delta E_g/2$ (см. «Элементы квантовой теории...», рис. 8, б). Поэтому

$$n = CT^2 e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}, \quad (8)$$

где C – постоянная.

Оценим изменение сомножителей с температурой. В условиях лабораторной работы температура изменяется от 20 до 55 °С, $T_{\min} = 293 \text{ К}^\circ$, $T_{\max} = 328 \text{ К}^\circ$, $\delta T = (T_{\max} - T_{\min})/T_{\min} \approx 0,12$. Следовательно, относительное изменение множителя $\delta(T^{3/2}) \approx 1,5 \cdot 0,12 = 0,18 = 18 \%$. Относительное изменение экспоненты

$$\left| \delta \left(e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}} \right) \right| = \left| \frac{\Delta \left(e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}} \right)}{e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT_{\min}}}} \right| \approx \frac{e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT_{\min}}}}{e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT_{\min}}}} \frac{\Delta E_g}{2kT_{\min}^2} \Delta T = \frac{\Delta E_g}{2kT_{\min}} \frac{\Delta T}{T_{\min}}. \quad (9)$$

Пусть $\Delta E_g/2 = 0,5$ эВ, $kT \approx 1/40$ эВ. Тогда экспоненциальный множитель меняется с температурой в $20 \cdot 0,12 = 2,4$ раза. То есть изменение экспоненциального множителя намного сильнее влияет на концентрацию свободных носителей. Поэтому изменением множителя $T^{3/2}$ можно пренебречь. Окончательно концентрация электронов в зоне проводимости

$$n(T) = C_1 e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}, \quad (10)$$

где C_1 – постоянная.

Контрольные вопросы

9. **Выведите** формулу температурной зависимости концентрации подвижных носителей в собственном полупроводнике. Какие допущения используются при выводе этой формулы?

Температурная зависимость электропроводности и ширина запрещенной зоны собственного полупроводника

Из закона Ома для участка цепи $U = IR$, где U – напряжение на этом участке, I – ток, $R = \rho l / S$ – сопротивление этого участка, ρ – удельное сопротивление, l – длина участка, S – его поперечное сечение, получаем удельную электропроводность вещества

$$\sigma \equiv \frac{1}{\rho} = \frac{I l}{U S} \quad (\text{См}). \quad (11)$$

Напряженность электрического поля $\mathcal{E} = U/l$ в приближении однородного поля в веществе, плотность тока $j = I/S$. Поэтому из (11) получаем локальный закон Ома $j = \sigma \mathcal{E}$. Плотность потока частиц со средней скоростью \bar{v} равна $n\bar{v}$ (программа 1-го семестра, тема «Давление газа на стенку»), а плотность тока $j = qn\bar{v}$. Скорость дрейфа частиц в веществе под действием электрического поля пропорциональна напряженности поля $\bar{v} = \mu \mathcal{E}$, где μ – подвижность⁵. Подставляя все эти формулы в $j = \sigma \mathcal{E}$, получаем выражение электропроводности через концентрацию электронов проводимости:

$$\sigma = qn\mu. \quad (12)$$

В собственном полупроводнике подвижными носителями заряда являются не только электроны, но и дырки. Поэтому

$$\sigma = qn_i\mu_n + qp_i\mu_p = qn_i(\mu_n + \mu_p), \quad (13)$$

где μ_n , μ_p – подвижности электронов и дырок, которые зависят от $T^{3/2}$ и в рассмотренном выше приближении могут считаться постоянными.

Подставляя концентрацию (10) в (13), получаем температурную зависимость электропроводности

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{\Delta E_g}{2kT}}. \quad (14)$$

⁵ Размерность подвижности выведите самостоятельно, исходя из определения.

Логарифмируя (14), получаем линейную зависимость логарифма электропроводности от обратной абсолютной температуры $1/T$:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - \frac{\Delta E_g}{2k} \frac{1}{T}. \quad (15)$$

В переменных $\ln \sigma$ и $1/T$ график этой зависимости имеет вид прямой (рис. 3), причем ширина запрещенной зоны пропорциональна угловому коэффициенту наклона этой прямой, определенному по координатам двух точек $(\ln \sigma_1, 1/T_1)$ и $(\ln \sigma_2, 1/T_2)$:

$$\Delta E_g = -2k \frac{\Delta(\ln \sigma)}{\Delta(1/T)} = -2k \frac{\ln \sigma_2 - \ln \sigma_1}{1/T_2 - 1/T_1}. \quad (16)$$

Подставляя (11) в (16) и преобразуя разность логарифмов, получаем окончательное выражение ширины запрещенной зоны полупроводника через измеренные значения тока, напряжения и температуры

$$\Delta E_g = -2k \frac{\ln \frac{I_2}{U_2} - \ln \frac{I_1}{U_1}}{1/T_2 - 1/T_1}. \quad (17)$$

Таким образом, ширина запрещенной зоны макроскопического образца полупроводника не зависит от его размеров. Поэтому на рис. 3 по вертикальной оси можно откладывать не $\ln \sigma$, а $\ln(I/U)$.

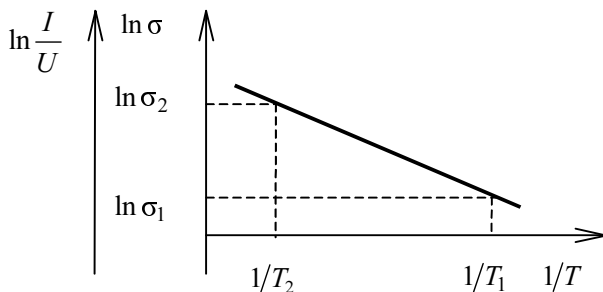


Рис. 3

В низкоразмерных структурах (квантовых нитях, квантовых точках), у которых один или несколько размеров сравнимы с диаметром атома, ширина запрещенной зоны зависит от этих размеров. Такие структуры – объект исследования нанoeлектроники.

Контрольные вопросы

10. **Выведите** формулу температурной зависимости электропроводности собственного полупроводника.

11. **Выведите** формулу ширины запрещенной зоны собственного полупроводника.

Общая температурная зависимость электропроводности полупроводника

Можно показать, что температурная зависимость электропроводности примесного полупроводника в области низких температур может быть описана формулой (14) с заменой ширины запрещенной зоны на энергию ионизации примеси. В переменных $\ln \sigma$ и $1/T$ график этой зависимости будет линейным, а угловой коэффициент наклона прямой будет пропорциональным энергии ионизации примеси. На рис. 4 изображен общий график температурной зависимости электропроводности. На прямых 1–2 примесной проводимости и 3–4 собственной проводимости электропроводность пропорциональна концентрации. Угол наклона прямой собственной проводимости больше, часто намного больше, угла наклона прямой примесной проводимости.

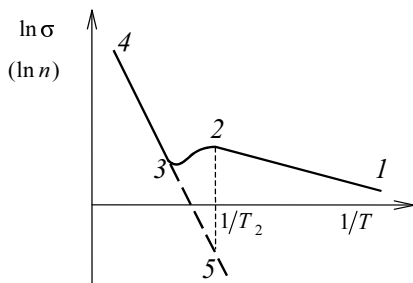


Рис. 4

Прямые 1–2 и 3–4 соединяются переходным участком 2–3. Это область *истощения примеси*. По мере роста температуры от точки 1 к точке 2 растет концентрация примесных носителей. В точке 2 все атомы примеси ионизованы, примесь не может обеспечить дальнейший рост концентрации. Концентрация собственных носителей в точке T_2 (это точка 5 на штриховом продолжении прямой 3–4) еще слишком мала, чтобы обеспечить рост электропроводности. Поэтому от точки 2 электропроводность полупроводника уменьшается подобно электропроводности металлов: концентрация свободных носителей практически постоянна, но с температурой растет рассеяние носителей на тепловых колебаниях кристаллической решетки, т. е. растет сопротивление току. Только при дальнейшем росте температуры (от точки 3) становится значительной концентрация собственных носителей.

Контрольные вопросы

12. Нарисуйте график изменения электропроводности полупроводника в широком температурном диапазоне, укажите характерные области графика.

13. Чем отличаются зоны примесной и собственной проводимости на графике?

14. Что такое область истощения примеси, почему она появляется, как изменяется электропроводность в этой области и почему?

Описание экспериментальной установки

Электрическая принципиальная схема измерительной установки показана на рис. 5. Образец полупроводника через контакты 1 и 2 подключен к источнику ЭДС. Амперметром А измеряется ток I через образец полупроводника. Ток регулируется с помощью переменного сопротивления R . Переключатель направления тока на рис. 5 не показан. Вольтметр V измеряет напряжение U_{3-4} между контактами 3 и 4. Для измерения температурной зависимости образец помещен в электрическую нагревательную печь. Цепь питания печи с выключателем на рис. 5 не показана. С помощью омметра Ω измеряется сопротивление датчика 5 температуры образца – термометра сопротивления (терморезистора).

зистора). Затем по градуировочной кривой, имеющейся на передней панели каждой установки, необходимо пересчитать сопротивление в значение температуры.

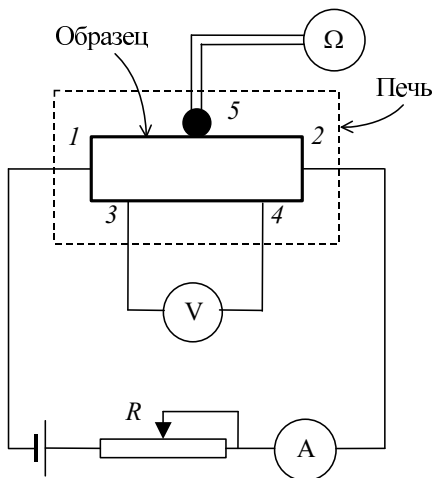


Рис. 5

Первичные измеряемые величины: ток, напряжение и сопротивление.

Особенности измерений. При включенной печи температура полупроводникового образца непрерывно возрастает, поэтому сложно записать одномоментные показания трех приборов. Можно сфотографировать на один снимок. Или можно уменьшить скорость изменения температуры, отключив на короткое время печь и дождавшись, когда температура перестанет меняться.

Задание к работе

1. Измерьте ток и напряжение на образце полупроводника при комнатной температуре.

2. Включите электропечь и измерьте ток и напряжение при различных значениях температуры полупроводника. В диапазоне 20...55 °С измерить не менее 5–6 точек. Для устранения влияния термоЭДС меж-

ду контактами 3 и 4 повторите все измерения при обратном направлении тока.

3. Вычислите среднеквадратичное отклонение $\ln(I/U)$ при комнатной температуре исходя из погрешностей измерения I и U .

4. Постройте графики $\ln(I/U)$ от $1/T$ для прямого и обратного направлений тока.

5. По графикам определите ширину запрещенной зоны ΔE_g полупроводника.

6. Сравните полученный результат с табличным.

Контрольные вопросы по заданию к работе

15. Какова цель работы?

16. Какие величины измеряются в работе, какими приборами?

17. Каковы особенности измерений?

18. Каков график предполагаемой теоретической зависимости?

19. Как по графику определить ширину запрещенной зоны?

Лабораторная работа № 41

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА, ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ И ПОДВИЖНОСТИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Цель работы: на основании измерений постоянной Холла и электропроводности определить концентрацию и подвижность носителей заряда в полупроводнике. Сравнить полученные результаты с табличными.

Теория

Эффект Холла

Полупроводник, имеющий форму прямоугольного параллелепипеда, через контакты 1 и 2 включен в электрическую цепь, в которой протекает ток I (рис. 1). Если на полупроводник наложить магнитное поле \vec{B} , перпендикулярное направлению тока, то между боковыми гранями полупроводника, параллельными силовым линиям магнитного поля, возникнет разность потенциалов. На рисунке это верхняя и нижняя грани полупроводника. Это явление называется эффектом Холла, а поперечная разность потенциалов ε_X – ЭДС Холла.

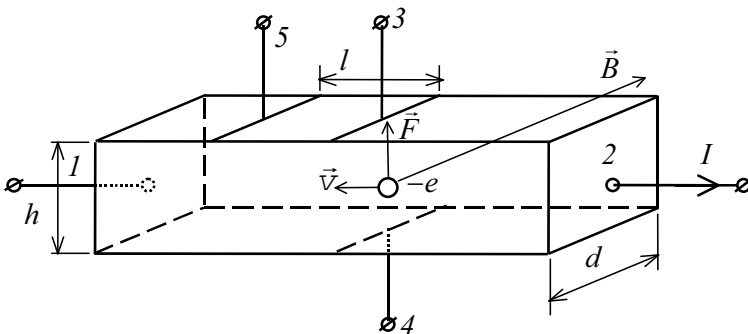


Рис. 1

Рассмотрим механизм появления ЭДС Холла в примесном электронном полупроводнике. Допустим, что все свободные электроны движутся с постоянной дрейфовой скоростью v .

На электроны действует магнитная сила

$$\vec{F}_M = e[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (1)$$

где e – заряд электрона.

Под действием этой силы электроны смещаются к верхней грани пластины полупроводника. В нижней части пластины возникает избыток положительных зарядов. Пространственно разделенными зарядами создается поперечное холловское электрическое поле \mathcal{E}_X . Разделение зарядов прекратится, когда электрическая сила уравновесит магнитную:

$$e\mathcal{E}_X = evB. \quad (2)$$

Умножим равенство на концентрацию электронов n , т. е. на их число в единице объема:

$$ne\mathcal{E}_X = nevB. \quad (3)$$

Известно, что произведение концентрации на скорость nv ($\text{м}^{-3} \cdot \text{мс}^{-1} = \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$) есть плотность потока частиц, т. е. количество частиц, проходящих в единицу времени через единицу площади, а плотность потока, умноженная на элементарный заряд,

$$j = env = I/S \quad (4)$$

– это плотность тока, равная отношению тока к поперечному сечению образца $S = hd$. Поэтому напряженность

$$\mathcal{E}_X = \frac{1}{ne} \frac{IB}{hd}. \quad (5)$$

Считаем магнитное поле однородным, тогда и холловское электрическое поле однородно. Из связи напряженности с напряжением

$$\mathcal{E}_X = \frac{\varepsilon_X}{h} \quad (6)$$

получаем выражение для ЭДС Холла

$$\varepsilon_X = \frac{1}{ne} \frac{IB}{d} = R \frac{IB}{d}. \quad (7)$$

Коэффициент $R = 1/ne$ называется *постоянной Холла*. Более точное выражение для постоянной Холла

$$R = \frac{A}{ne}, \quad (8)$$

где A – величина порядка единицы, учитывает статистический характер распределения электронов по скоростям и неоднородность поперечного холловского электрического поля. При концентрации примеси, не превышающей 10^{25} м^{-3} (10^{19} см^{-3}), и при комнатных температурах (*невырожденный полупроводник*) коэффициент $A \approx 1,18$.

Экспериментально постоянная Холла определяется через коэффициент пропорциональности в линейной зависимости ε_x от произведения IB .

$$R = \frac{\varepsilon_x d}{IB}. \quad (9)$$

Толщина образца d указана в паспорте установки.

Зная постоянную Холла, можно вычислить концентрацию свободных носителей заряда:

$$n \approx \frac{1,18}{Re}. \quad (10)$$

Подвижность

Дифференциальный закон Ома

$$j = \sigma \mathcal{E}_l \quad (11)$$

где σ – удельная электропроводность полупроводника, а \mathcal{E}_l – напряженность продольного (longitudinal) электрического поля, используя (4), можно записать в виде линейной связи

$$v = \mu \mathcal{E}_l \quad (12)$$

скорости дрейфа свободных носителей заряда v и напряженности продольного электрического поля \mathcal{E}_l . Коэффициент пропорциональности μ между скоростью и напряженностью называют *подвижностью*. Подвижность можно определить, зная постоянную Холла и электропроводность полупроводника,

$$\mu = \frac{v}{\mathcal{E}_l} = \frac{\sigma}{ne} = \frac{Re}{1,18}. \quad (13)$$

Описание экспериментальной установки

Принципиальная электрическая схема экспериментальной установки для определения ЭДС Холла ε_X и электропроводности σ показана на рис. 2. Образец полупроводника П через контакты 1 и 2 подсоединен к источнику постоянной ЭДС ε_1 . В цепь последовательно включены амперметр А1 для измерения тока I через полупроводник и резистор R_1 для регулировки тока. С помощью ключа К1 переключают направление тока. На рис. 2 двумя сплошными жирными стрелками показано одно положение подвижных контактов К1, переключаемых одновременно, а штриховыми – другое положение.

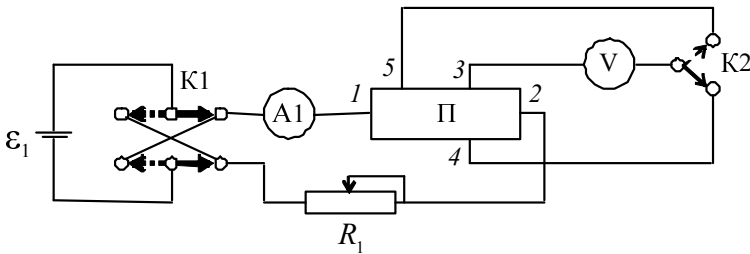


Рис. 2

Вольтметр V предназначен для измерения напряжений в двух режимах. Между контактами 3 и 4 на боковых гранях полупроводника измеряют холловскую ЭДС ε_X . Контакты 3 и 5 служат для измерения электропроводности. Ключом К2 выбирают режим измерения холловской ЭДС (контакты 3 и 4) или электропроводности (3 и 5). Второе положение подвижного контакта ключа К2 показано штриховой стрелкой.

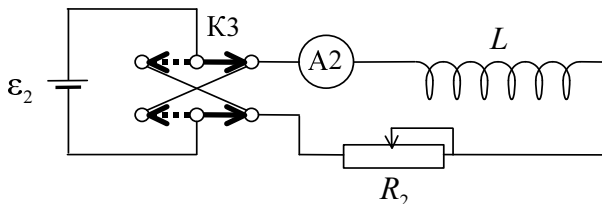


Рис. 3

Образец полупроводника помещают в однородное магнитное поле, создаваемое соленоидом (катушкой) L , подключенным к источнику постоянной ЭДС ε_2 . Схема включения соленоида показана на рис. 3. Шкала амперметра А2 (рис. 3) проградуирована в единицах магнитной индукции, поэтому амперметр является магнитометром. Резистором R_2 меняют величину магнитного поля. Ключом К3 меняют направление тока через соленоид, т. е. направление магнитного поля.

Измерение ЭДС Холла

Разность потенциалов между контактами 3 и 4, измеряемая вольтметром, будет равна холловской ЭДС, если эти контакты в отсутствие магнитного поля находятся на одной эквипотенциальной поверхности. В общем случае это не так: между точками 3 и 4 будет наблюдаться разность потенциалов U_0 . Для исключения влияния U_0 на ЭДС Холла необходимо проводить измерения дважды при одном и том же токе, но противоположных направлениях магнитного поля. При смене направления магнитного поля ЭДС Холла меняет знак, тогда как дополнительная разность потенциалов U_0 от направления магнитного поля не зависит. Измеренные (с учетом знаков!) напряжения можно записать так:

$$U_{34}^+ = U_0 + \varepsilon_X, \quad U_{34}^- = U_0 - \varepsilon_X. \quad (14)$$

Отсюда можно вычислить ЭДС Холла

$$|\varepsilon_X| = \frac{|U_{34}^+ - U_{34}^-|}{2}. \quad (15)$$

Измерение электропроводности

Ключ К2 (см. рис. 2) переключают так, чтобы вольтметр измерял напряжение U_{35} между контактами 3 и 5. Электропроводность определяют по формуле

$$\sigma = \frac{I}{U_{35}} \frac{l}{S}. \quad (16)$$

Расстояние l между контактами 3 и 5 и площадь поперечного сечения S образца указаны в паспорте установки.

Контакты полупроводникового образца с соединительными проводами имеют, вообще говоря, разную температуру. Поэтому в измеренное значение напряжения входит продольная термоЭДС ε_T . Для исключения из результатов измерений этой составляющей необходимо проводить измерения напряжений U_{35}^+ и U_{35}^- при двух противоположных направлениях тока. ТермоЭДС не зависит от направления тока, а напряжение U_{35} , связанное с протеканием тока, сменит знак. Тогда

$$U_{35}^+ = U_{35} + \varepsilon_T, \quad U_{35}^- = -U_{35} + \varepsilon_T, \quad (17)$$

$$|U_{35}| = \frac{|U_{35}^+ - U_{35}^-|}{2}. \quad (18)$$

Задание к работе

1. Исследуйте зависимость ЭДС Холла ε_X от величины тока I через образец и от индукции магнитного поля B . Каждый опыт повторите при противоположном направлении магнитного поля. Количество точек задается преподавателем.

2. Постройте график зависимости ЭДС Холла ε_X от произведения IB .

3. Графически определите постоянную Холла R по (9).

4. Определите электропроводность σ полупроводника при трех разных значениях тока. Каждый из опытов повторите при противоположном направлении тока. Вычислите электропроводность как среднее трех измеренных значений σ .

5. Вычислите концентрацию носителей заряда n по (10).

6. Вычислите подвижность носителей заряда μ по (13).

7. Вычислите среднеквадратичные отклонения полученных значений концентрации и подвижности

8. Сравните полученные результаты с табличными.

Контрольные вопросы

1. Какова цель работы?
2. Выведите рабочую формулу для определения постоянной Холла R .
3. Выведите рабочую формулу для определения электропроводности σ образца полупроводника.
4. Выведите формулу для вычисления концентрации подвижных носителей заряда в полупроводнике.
5. Выведите формулу для определения подвижности носителей заряда в полупроводнике.

Таблица результатов измерений (вариант)

В предлагаемую таблицу измерений включены только непосредственно измеряемые величины. Для результатов промежуточных и окончательных расчетов необходимо предусмотреть дополнительные ячейки.

I	B	U_{34}^+	U_{34}^-	I	U_{35}^+	U_{35}^-
I_1	B_1			I_1		
	B_2			I_2		
	\vdots			I_3		
I_2	B_1					
	B_2					
	\vdots					
I_3	\vdots					

Лабораторная работа № 42

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОРЕЗИСТОРА

Цель работы: исследовать зависимость фототока через фоторезистор от длины волны при разных световых потоках. Оценить ширину запрещенной зоны полупроводника.

Введение

Фоторезистором называют полупроводниковый прибор, электрическое сопротивление которого изменяется под действием света. Конструктивные элементы фоторезистора показаны на рис. 1.

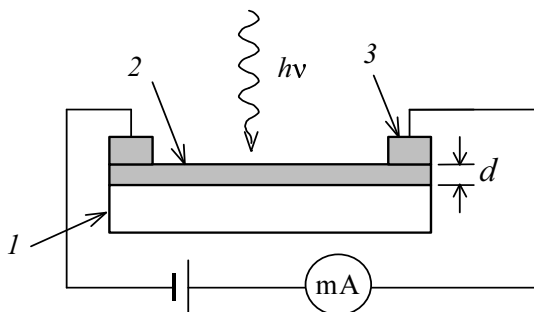


Рис. 1

На изолирующую подложку 1 нанесена тонкая пленка полупроводника 2 (фоточувствительный слой), а на нее – металлические электроды 3, которыми фоторезистор включается в электрическую цепь. Для защиты от внешнего воздействия пленку 2 покрывают тонким слоем вещества, прозрачного в области спектральной чувствительности полупроводника. Через этот слой излучение внешнего источника попадает на полупроводник и поглощается в нем. Под действием света в полупроводнике создаются свободные носители

заряда. Это явление называется *внутренним фотоэффектом*, а дополнительная проводимость, приобретенная полупроводником под действием света, называется *фотопроводимостью*.

Теория

Генерация носителей заряда

При абсолютном нуле температуры в собственном полупроводнике нет свободных носителей заряда, зона проводимости пуста, все энергетические подуровни валентной зоны заполнены электронами, связанными с атомами (см. «Элементы квантовой теории...», рис. 7, в). Полупроводник при этом является диэлектриком.

С повышением температуры возможна генерация подвижных электронно-дырочных пар за счет энергии фононов – тепловых колебаний кристаллической решетки. Аналогичный процесс темновой генерации свободных носителей происходит и в примесном полупроводнике. В этом случае полупроводник будет обладать электропроводностью даже при нулевой освещенности. Малый электрический ток, протекающий через фоточувствительный элемент без воздействия света, называется *темновым током*.

При поглощении света собственным полупроводником возможен разрыв ковалентной связи электрона с атомами, т. е. генерация электронно-дырочной связи, если энергия фотона как минимум равна ширине запрещенной зоны ΔE_g :

$$h\nu = h \frac{c}{\lambda} \geq \Delta E_g, \quad (1)$$

где $\nu = c/\lambda$ – частота излучения, λ – длина световой волны, c – скорость света, h – постоянная Планка (см. «Элементы квантовой теории...», рис. 8, б).

Аналогично происходит генерация подвижных носителей заряда и в примесном полупроводнике. В электронных полупроводниках фотоны поглощаются атомами примеси, донорами электронов, вызывая ионизацию донора и переход электрона с локального донорного уровня в зону проводимости (см. «Элементы квантовой теории...», рис. 10).

В дырочных полупроводниках фотоны поглощаются, передавая энергию валентным электронам, которые переходят к атомам примеси – акцепторам. Таким образом, в валентной зоне образуется подвижная дырка, а акцептор заряжается отрицательно (см. «Элементы квантовой теории...», рис. 11).

Генерация подвижных носителей заряда в примесном полупроводнике возможна, если энергия фотона

$$h\nu \geq \Delta E_D \text{ или } h\nu \geq \Delta E_A, \quad (2)$$

где ΔE_D , ΔE_A – энергия активации атомов донорной или акцепторной примеси соответственно.

Поглощение света

Рассмотрим изменение интенсивности светового пучка при его распространении в веществе. Интенсивность J – это плотность потока энергии, т. е. энергия, проходящая в единицу времени через единичную площадь поперечного сечения пучка ($\text{Вт}/\text{м}^2$). В электродинамике доказывается, что интенсивность пропорциональна объемной плотности энергии электромагнитного поля и скорости света. В свою очередь объемная плотность энергии, с квантовой точки зрения, пропорциональна объемной концентрации фотонов n_f (м^{-3}).

Пусть на слой вещества площадью 1 м^2 и малой толщиной dx падает нормально свет интенсивности J . В каждом акте поглощения исчезает один фотон (*одноквантовый, однофотонный процесс*), вероятность поглощения фотона в течение 1 с постоянна, поэтому количество фотонов $dN_f = d(n_f dV)$, поглощенных в единицу времени в объеме $dV = 1 \text{ м}^2 \cdot dx$, пропорционально полному числу фотонов в этом слое:

$$-d(n_f dV) \sim n_f dV \sim n_f dx. \quad (3)$$

Знак «минус» здесь связан с тем, что изменение $dn_f < 0$ (поглощение).

Тогда изменение интенсивности равно

$$-dJ = \alpha J dx, \quad (4)$$

где α (м^{-1}) – показатель поглощения, зависящий от свойств вещества. Интегрируя (4), получаем закон Бугера–Ламберта–Бэра для интенсивности света на выходе из поглощающего слоя толщиной x :

$$J(x) = J_0 e^{-\alpha x}, \quad (5)$$

где J_0 – интенсивность во входной плоскости слоя или, если не учитывать потери на отражение на входной грани, интенсивность света, падающего на поверхность вещества. График этой зависимости показан на рис. 2. Толщина поглощающего слоя d_{eff} , на которой интенсивность излучения уменьшается в $e \approx 2,7$ раза, называется эффективной толщиной (или глубиной) проникновения. При такой толщине энергетический коэффициент поглощения (absorption – поглощение) света A_f равен

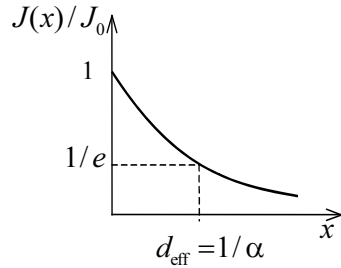


Рис. 2

$$A_f = \frac{J_{\text{вх}} - J_{\text{вых}}}{J_{\text{вх}}} = \frac{J_0 - J(x)}{J_0} = 1 - e^{-\alpha d_{\text{eff}}} \approx 0,63 = 63\%. \quad (6)$$

Толщину полупроводниковой пленки подбирают примерно равной эффективной толщине исходя из двух конкурирующих условий. С одной стороны, для увеличения фототока необходимо увеличивать коэффициент поглощения. С другой стороны, нужно минимизировать темновой ток, ограничивающий чувствительность фотоприемника, для чего нужно уменьшать размеры полупроводника. В современных тонкопленочных фотоприемных устройствах оптимальная толщина $d < 10$ мкм.

При высокой интенсивности излучения, то есть при большой концентрации фотонов, может наблюдаться *двухфотонное поглощение*. *Многофотонные процессы*, когда в элементарном акте участвуют сразу несколько фотонов, изучает *нелинейная оптика*.

Спектральная характеристика фоторезистора

Спектральные характеристики – это зависимости показателя поглощения α , фототока $I_{\text{ф}}$ и фотопроводимости $\sigma_{\text{ф}}$ от длины световой волны λ при постоянной интенсивности падающего на полупроводник излучения J .

Идеальные спектральные характеристики собственного полупроводника имеют вид ступеньки с границей, определяемой условием (1),

$$h\nu = h\frac{c}{\lambda_0} = \Delta E_g, \quad (7)$$

так называемой *красной границей фотоэффекта* (рис. 3, а). При $\lambda > \lambda_0$, когда энергия кванта света недостаточна для переброса электрона в зону проводимости, поглощение и фототок отсутствуют. При $\lambda < \lambda_0$ каждый фотон генерирует электронно-дырочную пару.

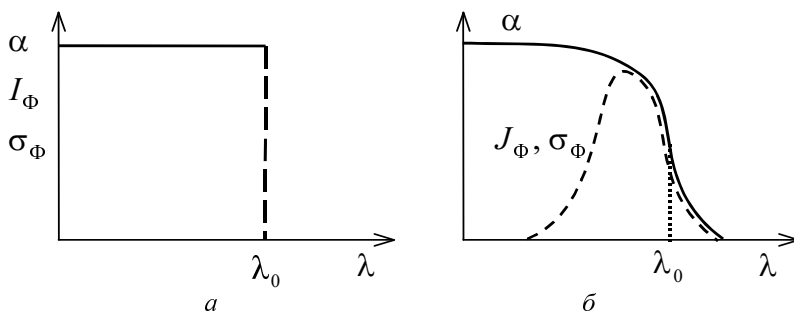


Рис. 3

У реального полупроводника граница спектральной зависимости показателя поглощения α – плавная кривая (рис. 3, б). Механизмов, приводящих к размытию красной границы фотоэффекта, несколько.

1. Фотон-фононное взаимодействие: при конечной температуре возможна генерация свободных носителей, даже если $\lambda > \lambda_0$, так как недостаточная энергия фотона может быть дополнена энергией тепловых колебаний кристаллической решетки.

2. Дефекты кристаллической структуры. При толщине полупроводниковой пленки порядка нескольких микрометров значительное влияние оказывают поверхностные и подповерхностные дефекты, т. е. локальные вариации кристаллической структуры, вызывающие смещение энергетических уровней. Экспериментально наблюдалось изменение красной границы фотоэффекта, если полупроводниковый кристалл подвергся деформации.

3. Примеси. Если энергия активации примеси ΔE_D , ΔE_A меньше ширины запрещенной зоны собственного полупроводника, то красная граница смещается в сторону больших длин волн.

4. Конечное время пролета подвижного носителя по кристаллу. Согласно квантовой механике неопределенность энергии состояния ΔE и время жизни τ этого состояния связаны соотношением неопределенностей

$$\Delta E \tau \geq h, \quad (6)$$

где h – постоянная Планка. В тонкой пленке время жизни определяется в основном временем диффузии носителей к ее границам.

5. Немонохроматичность излучения. Источник излучения, лампа накаливания излучают «белый» свет, занимающий широкую непрерывную область длин волн. Спектральный прибор, монохроматор, выделяет из этого излучения гораздо более узкий, но конечный участок длин волн.

В связи с отсутствием резкой длинноволновой границы у спектральных характеристик полупроводника принято определять ширину запрещенной зоны по средней точке длинноволнового спада спектральной зависимости фототока, т. е. по точке уменьшения фототока вдвое от максимума (рис. 3, б).

О спектральном максимуме фототока. Теоретически помимо длинноволнового спада у спектральных характеристик полупроводника должен наблюдаться и коротковолновый спад в области длин волн ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучения, когда энергия кванта света превышает суммарную ширину трех зон – валентной, запрещенной и зоны проводимости. Однако такой спад наблюдается в видимой области спектра, т. е. при гораздо меньших энергиях кванта. Объясняется это взаимодействием подвижных носителей с фононами, колебаниями кристаллической решетки. Коротковолновый, т. е. высокоэнергетический квант света, порождает быстрый подвижный электрон, который забрасывается из валентной зоны на верхние подуровни зоны проводимости. Однако он теряет энергию при столкновениях с ионами и скатывается на дно зоны проводимости. На классическом языке: протекание тока вызывает нагрев проводника. Таким образом, на спектральной кривой фототока наблюдается максимум.

Описание экспериментальной установки

Свет от источника, лампы накаливания Л, падает на входную щель монохроматора М, ширина которой должна быть постоянной в течение всего эксперимента (рис. 4). Фоторезистор ФР, включенный в электрическую цепь с источником ЭДС и амперметром А, установлен у выходной щели монохроматора. Длина волны излучения λ на выходе монохроматора регулируется вращением барабана монохроматора и определяется по калибровочной кривой монохроматора, зависимости λ от угла поворота барабана α (этот график прилагается к установке). Фототок I_{Φ} измеряется с помощью амперметра.

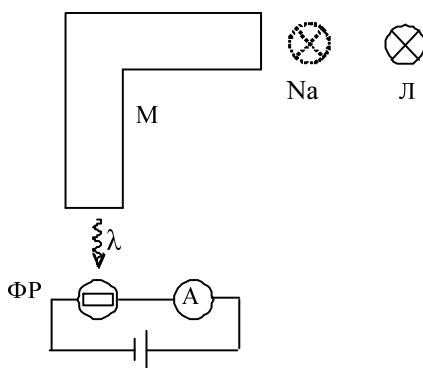


Рис. 4

Так как энергетическая спектральная плотность излучения лампы меняется с длиной волны, то измеренные значения фототока следует пересчитать, приводя их к постоянной интенсивности падающего на фотосопротивление излучения, по формуле

$$I'_{\Phi} = I_{\Phi} \frac{\varepsilon_{\max}}{\varepsilon_{\lambda}}, \quad (7)$$

где I_{Φ} и I'_{Φ} – соответственно измеренное и пересчитанное значения фототока, ε_{λ} – спектральная плотность излучения лампы для данной

длины волны λ , а ε_{\max} – максимальное значение этой зависимости. График ε_{λ} прилагается к установке.

Задание к работе

1. Проведите калибровку монохроматора по излучению натриевой лампы. Высокая монохроматичность ее излучения связана с тем, что в нем преобладает желтая линия излучения паров натрия $\lambda_{\text{Na}} = 0,589$ мкм. Для калибровки отключите лампу Л, поставьте Na-лампу на расстоянии 5...7 см от входной щели монохроматора. Вращая барабан монохроматора, добейтесь максимального фототока. Установить отсчетный «язычок» барабана на деление, соответствующее $\lambda_{\text{Na}} = 0,589$ мкм на калибровочной кривой монохроматора $\lambda(\alpha)$. При дальнейших измерениях «язычок» должен находиться в направляющем пазе барабана. Отключите Na -лампу и удалите ее из установки. Включите лампу Л.

2. Измерьте зависимость фототока I_{Φ} от угла поворота α барабана монохроматора для трех расстояний лампы Л от входной щели монохроматора. Положение точек на кривой $I_{\Phi}(\alpha)$: максимум I_{Φ} ; точки $0,9 I_{\Phi \max}$, $0,5 I_{\Phi \max}$, $0,3 I_{\Phi \max}$, $0,1 I_{\Phi \max}$ – по обе стороны от $I_{\Phi \max}$. Итого: не менее 10 точек на каждой кривой. Для снятия первой зависимости поставьте лампу Л на установочном рельсе на максимальном удалении от входной щели монохроматора. Перед снятием каждой последующей зависимости $I_{\Phi}(\alpha)$ вначале вращением барабана установите максимальный фототок. Затем придвиньте лампу ближе к монохроматору так, чтобы фототок возрос примерно вдвое. Снимите зависимость $I_{\Phi}(\alpha)$.

3. Пересчитайте значения $I_{\Phi}(\alpha)$ на $I'_{\Phi}(\lambda)$ по формуле (7).

4. Постройте на одном рисунке три спектральные зависимости $I'_{\Phi}(\lambda)$.

5. Определите $\lambda_{0,5}$ по длинноволновому склону каждого из графиков, а по $\lambda_{0,5}$ – соответствующую ширину запрещенной зоны.

6. Сделайте вывод, зависит ли ширина запрещенной зоны от интенсивности света.

Контрольные вопросы

1. Какое явление называется внутренним фотоэффектом?
2. В чем состоит принцип действия фоторезистора?
3. Объясните механизм фотопроводимости в собственном и примесном полупроводниках.
4. **Выведите закон Бугера–Ламберта–Бэра.** Нарисуйте график зависимости интенсивности выходного излучения от толщины поглощающего слоя.
5. Почему существует оптимальная толщина фотоприемного слоя?
6. Какой вид имеет идеальная спектральная характеристика фоторезистора?
7. Какими механизмами обусловлена плавная длинноволновая граница реальных спектральных характеристик полупроводника?
8. Как по измеренной спектральной характеристике оценить ширину запрещенной зоны полупроводника?
9. Почему возникает коротковолновый спад фототока?

Лабораторная работа № 44

ИЗУЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОГО ПЕРЕХОДА

Цель работы: исследовать вольт-амперную характеристику плоскостного p - n -перехода и температурную зависимость прямого и обратного токов.

Теория

Переход между двумя областями полупроводника, одна из которых имеет электропроводность n -типа, а другая – p -типа, называется электронно-дырочным (n - p или p - n) переходом. Если толщина перехода намного меньше его размеров, определяющих его рабочую площадь, то такой переход называется плоскостным.

Рассмотрим процесс установления термодинамического равновесия в p - n -переходе с резким изменением типа проводимости на границе.

Исходное состояние

Из-за неконтролируемого загрязнения поверхности практически невозможно создать p - n -переход простым соединением двух образцов полупроводника. Однако для понимания работы полупроводникового диода полезно представить его идеальное исходное состояние в виде двух изолированных частей с разным типом проводимости.

На рис. 1, a – слева полупроводник p -типа с концентрацией акцепторных атомов n_A (м^{-3}), справа – полупроводник n -типа с концентрацией донорных атомов n_D . Для простоты будем считать, что $n_A = n_D$. В полупроводнике p -типа основными носителями являются дырки, их концентрация p_p , в полупроводнике n -типа основные носители – электроны с концентрацией n_n :

$$n_A = n_D \geq p_p = n_n.$$

Помимо основных, полупроводники содержат и неосновные носители: электроны с концентрацией n_p в полупроводнике p -типа, дырки с концентрацией p_n в полупроводнике n -типа. На рис. 1, б показаны распределения подвижных носителей в обеих частях полупроводника. Соотношение концентраций основных и неосновных носителей p_p / n_p и n_n / p_n на рис. 1, б сильно преуменьшено. Реально p_p , n_n на несколько порядков превышают n_p , p_n .

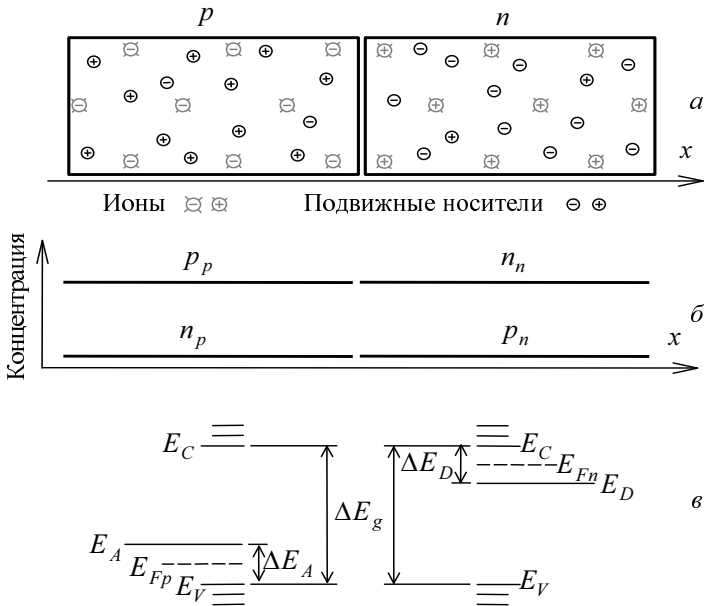


Рис. 1

В исходном состоянии процессы генерации и рекомбинации свободных носителей взаимно уравновешены. Заряды в каждой точке полупроводников взаимно скомпенсированы. Макроскопическое электрическое поле отсутствует, поэтому потенциал всей p - n -структуры постоянен.

На рис. 1, в показаны системы зон и уровней энергии полупроводника p -типа (слева) и полупроводника n -типа (справа). Как и в лабораторной работе № 40, E_V – энергия верхнего уровня валентной зоны, E_C – энергия нижнего уровня зоны проводимости, $\Delta E_g = E_C - E_V$ – ширина запрещенной зоны собственного полупроводника, E_A – энергетический уровень акцепторной примеси в полупроводнике p -типа, $\Delta E_A = E_A - E_V$ – энергия ионизации акцепторной примеси, E_D – энергетический уровень донорной примеси в полупроводнике n -типа, $\Delta E_D = E_C - E_D$ – энергия ионизации донорной примеси. К обозначениям энергий Ферми (химических потенциалов) добавлены индексы типа примесного полупроводника: E_{Fp} – энергия Ферми полупроводника p -типа, E_{Fn} – энергия Ферми полупроводника n -типа.

Контрольные вопросы

1. Какие носители являются основными и неосновными в полупроводнике...
 - а) p -типа;
 - б) n -типа?
2. Какие примесные ионы возникают в полупроводнике...
 - а) p -типа;
 - б) n -типа?
3. Изолированный образец полупроводника n -типа заряжен отрицательно?
4. Каково распределение электрического потенциала в изолированном полупроводнике?
5. Какие процессы с носителями зарядов происходят в изолированном образце полупроводника? Как они связаны?

Равновесное состояние p - n -перехода

Если соединить полупроводники по границе MM (рис. 2), то начнутся процессы перераспределения подвижных носителей. Поскольку $p_p \gg p_n$, возникнет диффузия дырок из p -области в n -область. Аналогично возникнет диффузионный поток электронов из n -области в p -область, так как $n_n \gg n_p$.

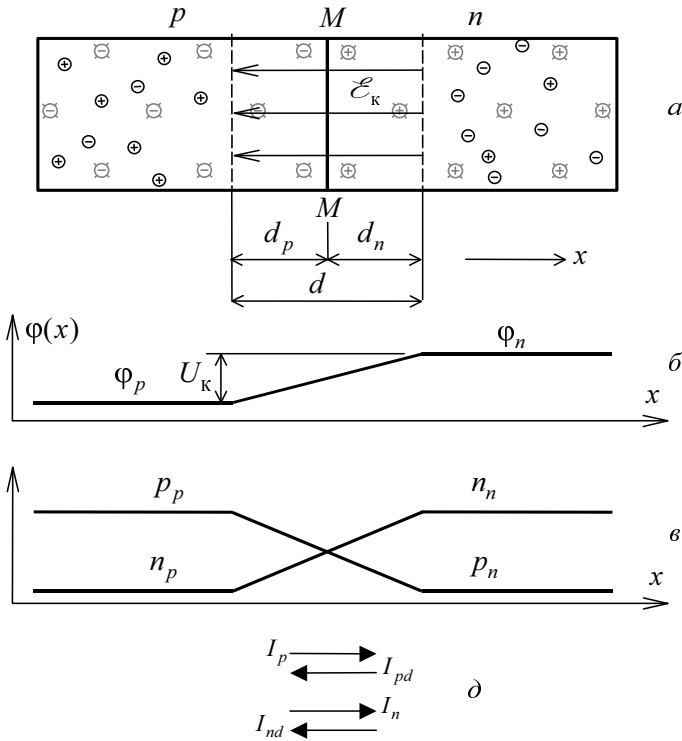


Рис. 2

Если бы подвижные носители были нейтральными, то в результате диффузии они распространились бы по всему объему p - n -структуры. Однако диффузия заряженных частиц приводит к разделению зарядов и возникновению макроскопических электрических сил между ними. Так,

из-за ухода дырок в n -область в p -области остаются нескомпенсированные отрицательные акцепторные ионы. Аналогично в приконтактном слое n -области возникают нескомпенсированные положительные донорные ионы. В результате вокруг p - n -контакта возникает двойной электрический слой конечной толщины $d = d_p + d_n$ с электрическим полем \mathcal{E}_k (рис. 2, а). Области полупроводника оказываются под разным потенциалом φ (рис. 2, б). Контактная разность потенциалов

$$U_k = \varphi_n - \varphi_p = - \int \mathcal{E}_x dx \approx -\mathcal{E}_x \cdot d$$

достигает нескольких десятых вольта.

Чем больше отношение концентраций одноптипных основных и неосновных носителей в p - и n -областях, тем больше диффузионные потоки, тем больше подвижных носителей уходит в другую область, тем шире контактный слой и тем больше контактная разность потенциалов (формулы – без доказательства):

$$U_k \sim \ln \frac{p_p}{p_n} = \ln \frac{n_n}{n_p}; \quad d \sim \sqrt{U_k}.$$

Поведение подвижного носителя в контактной области зависит от взаимного направления начальной скорости и электрической силы, действующей на заряд. Для основных носителей начальная скорость и сила направлены противоположно (*покажите это самостоятельно*), т. е. электрическая сила препятствует диффузии основных носителей через контакт, создает для них потенциальный барьер высотой U_k . Редкий основной носитель долетит до середины p - n -перехода.

Кроме того, к уменьшению концентрации подвижных носителей в контактном слое ведет их рекомбинация. Основная дырка из p -области, преодолевшая контактный слой, становится в n -области неосновным носителем. Аналогично основной электрон из n -области, попадая в p -область, становится там неосновным. Этот процесс называется *инжекцией неосновных носителей*. Инжектированные носители являются неравновесными, они рекомбинируют с основными носителями области, которых намного больше. Поэтому по мере удаления от границы контакта полупроводников концентрация неосновных носителей падает до равновесной.

На рис. 2, в показаны графики равновесных распределений p - и n -подвижных носителей в полупроводнике.

Таким образом, в контактном слое снижена концентрация основных носителей:

- 1) из-за ограничения диффузионного тока контактными электрическими полями;
- 2) из-за рекомбинации инжектированных неосновных носителей.

Поэтому, несмотря на малую толщину ($10^{-8} \dots 10^{-6}$ м) сотни – тысячи периодов кристаллической решетки, *электрическое сопротивление переходного слоя оказывается намного больше суммарных сопротивлений обоих контактирующих полупроводников*. По этой причине контактный слой двух полупроводников с разным типом проводимости называют *запирающим слоем*.

Контактное поле не полностью ограничивает диффузию носителей. Для неосновных носителей, попавших в контактный слой, электрическая сила сонаправлена вектору начальной скорости (*покажите самостоятельно*). Следовательно, неосновные носители не возвращаются в «свою» область, а, ускоряясь, дрейфуют через контактное поле до другой области. Такой процесс называется *экстракцией*, т. е. извлечением неосновных носителей.

В равновесном состоянии выполняется *принцип детального равновесия*: поток частиц компенсируется противоположным потоком того же типа. Поэтому дрейфовый ток неосновных дырок I_{pd} через контактное поле равен противоположно направленному диффузионному потоку основных дырок I_p , ограниченному контактными полями. Аналогично дрейфовый ток экстракции неосновных электронов I_{nd} равен диффузионному току основных электронов I_n . Токи эти очень малы, так как мала концентрация неосновных носителей. На рис. 2, д направление тока электронов соответствует движению положительных зарядов. Полный ток через равновесный *p-n*-переход равен нулю.

Рассмотрим изменение уровней энергии при переходе от исходного состояния к равновесному. В электрическом поле потенциальная энергия всех электронов атома изменится на величину $(-q)\phi$, где ϕ – электрический потенциал данной точки. Поэтому энергетические уровни дырочного полупроводника начнут *подниматься*, а электронного – *опускаться*.

Пример. Пусть энергетический уровень электрона в полупроводнике $E = -2$ эВ. Пусть потенциал дырочного полупроводника $\phi_p = 1$ В, а электронного $\phi_n = 1,1$ В. Тогда энергетический уровень электрона в p -полупроводнике равен

$$E_p = E + (-q)\phi_p = -3 \text{ эВ},$$

а энергетический уровень в n -полупроводнике равен

$$E_n = E + (-q)\phi_n = -3,1 \text{ эВ} < E_p.$$

Величина $E_F + (-q)\phi$ называется *электрохимическим потенциалом*. Условием термодинамического равновесия системы частиц во внешнем электрическом поле является *постоянство электрохимического потенциала* во всем объеме системы⁶. На рис. 3 показана схема энергетических зон полупроводника в состоянии равновесия. Здесь E_{Vp} , E_{Vn} – верхние границы валентных зон p - и n -областей, E_{Cp} , E_{Cn} – нижние границы зон проводимости.

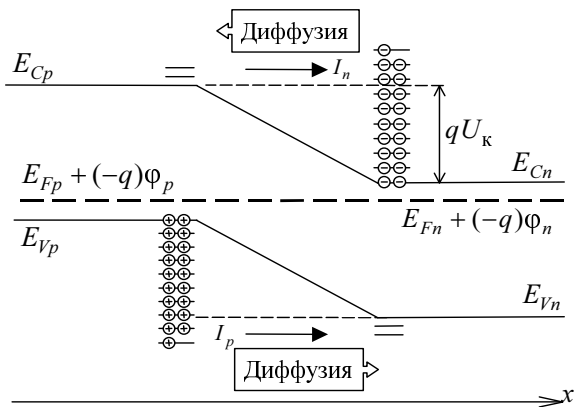


Рис. 3

⁶ Известный нам пример: газ в поле силы тяжести (материал изучался в 1-м семестре, в разделе «Молекулярная физика»). Барометрическую формулу для зависимости плотности или давления газа от высоты можно сформулировать в виде постоянства электрохимического, точнее, «гравихимического» потенциала.

Из условия равенства электрохимических потенциалов p - и n -полупроводников

$$E_{Fp} + (-q)\varphi_p = E_{Fn} + (-q)\varphi_n$$

получаем контактную разность потенциалов

$$U_k = \varphi_n - \varphi_p = \frac{E_{Fn} - E_{Fp}}{q}.$$

На рис. 3 видно, что диффундировать из n -области в p -область могут только электроны, обладающие достаточной энергией, а именно находящиеся на уровнях выше дна зоны проводимости E_{Cn} не менее чем на qU_k . Аналогично ограничена диффузия дырок из p -области в n -область.

Контрольные вопросы

1. Два полупроводника p - и n -типа привели в контакт. Опишите процессы диффузии основных носителей. Как они направлены? Что происходит с распределением заряда полупроводников в результате диффузии?

2. Нарисуйте распределение электрического поля и потенциала в равновесном состоянии p - n -структуры. Что такое контактная разность потенциалов? Как она зависит от концентраций носителей?

3. Как контактное электрическое поле действует на основные носители? Поясните на рисунке. Что такое инжекция неосновных носителей? Что с ними происходит? Нарисуйте распределения концентрации подвижных носителей в равновесном состоянии p - n -структуры.

4. Что такое запирающий слой? Объясните, почему он так называется. Как его толщина зависит от контактной разности потенциалов?

5. Что такое экстракция неосновных носителей? Как контактное электрическое поле действует на неосновные носители? Поясните на рисунке.

6. Чему равен общий ток через p - n -переход в равновесном состоянии? Опишите соотношения составляющих общего тока. Какому принципу они подчиняются?

7. Что происходит с энергетическими уровнями электронов кристалла под действием электрического поля запирающего слоя? Опишите этот процесс.

8. Каково условие термодинамического равновесия в системе с переменным числом частиц? Нарисуйте зонно-энергетическую диаграмму p - n -перехода с учетом условия равновесия.

9. Какие основные носители могут диффундировать через равновесный p - n -переход? Поясните на зонно-энергетической диаграмме.

Прямое включение p - n -перехода

Присоединим полупроводник к источнику напряжения U : «плюс» источника к p -полупроводнику, а «минус» – к n -полупроводнику (рис. 4, *a*). На полупроводник будет наложено внешнее поле \mathcal{E} , вызывающее дрейф основных носителей в p - и n -области по направлению к контактному p - n -слою. В результате ширина запирающего слоя уменьшается.

В самом слое внешнее поле направлено против запирающего контактного поля \mathcal{E}_k , вследствие чего потенциальный барьер U_k для основных носителей понижается. Достаточно небольшого поля \mathcal{E} , чтобы вообще компенсировать контактное поле. В результате значительно возрастает поток основных носителей через p - n -переход. В то же время поток неосновных носителей не изменится, так как для них переход не является потенциальным барьером. Поэтому полный ток через p - n -переход уже не равен нулю (рис. 4, *б*).

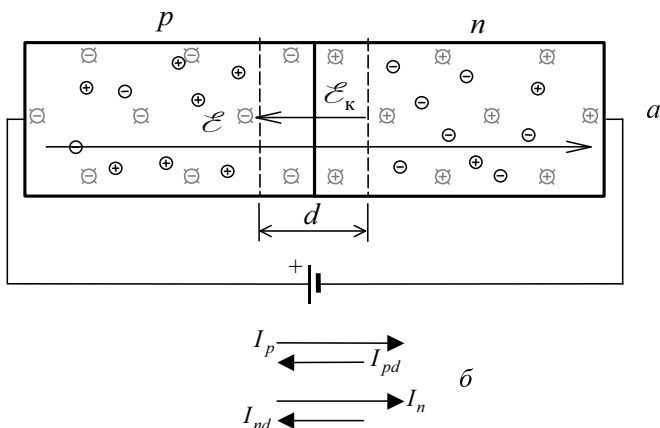


Рис. 4

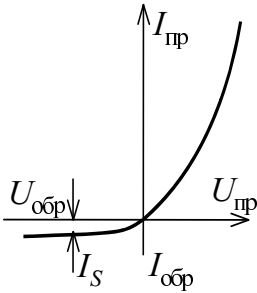


Рис. 5

Инжектированные в «чужую» область носители рекомбинируют с основными носителями этой области. Убыль основных носителей в каждой области компенсируется приходом соответствующих носителей от источника: электронов в n -область – от «минуса», а «положительных зарядов» в p -область – от «плюса» (физически электроны p -области движутся к «плюсу» источника). Таким образом, электрическая цепь постоянного тока замкнута.

Прямая ветвь вольт-амперной характеристики p - n -перехода, т. е. зависимость $I_{пр}(U_{пр})$, является не линейной, а суперлинейной (рис. 5), т. е. прямой ток возрастает не пропорционально напряжению, а сильнее. Это связано с тем, что сопротивление p - n -перехода уменьшается с ростом напряжения. По закону Ома для участка цепи ток I пропорционален напряжению U , если сопротивление R этого участка постоянно:

$$I = \frac{1}{R}U; \quad R = \rho \frac{l}{S}; \quad \frac{1}{R} = \sigma \frac{S}{l}; \quad \sigma = \frac{1}{\rho},$$

где ρ – удельное сопротивление, σ – удельная электропроводность, S – поперечное сечение проводника.

Электропроводность $\sigma = qn\mu$ (для носителя одного типа (см. лабораторную работу № 40)). При прямом включении p - n -структуры концентрация основных носителей обоих типов в контактном слое возрастает с напряжением U .

Кроме того, сопротивление запирающего p - n -слоя намного превосходит сопротивление остальной части p - n -структуры. Поэтому можно считать $l \approx d$, где d – толщина контактного слоя. Внешнее напряжение уменьшает высоту потенциального барьера, и вместе с ним уменьшается толщина запирающего слоя:

$$d \sim \sqrt{U_K - U}.$$

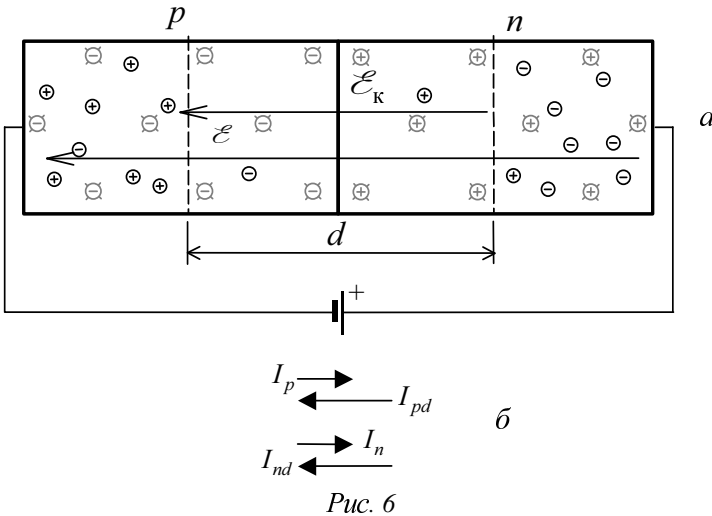
Таким образом, оба фактора вызывают уменьшение сопротивления p - n -перехода с ростом внешнего напряжения при прямом включении.

Контрольные вопросы

10. Как изменяется контактная разность потенциалов при прямом включении p - n -структуры?
11. Опишите движение основных носителей в «своей» зоне при прямом включении. Как при этом изменяется толщина запирающего слоя?
12. Как меняется величина токов основных и неосновных носителей при прямом включении и общего тока через p - n -переход?
13. Объясните вид прямой ветви вольт-амперной характеристики.

Обратное включение p - n -перехода

Соединим «минус» источника с полупроводником p -типа, а «плюс» с полупроводником n -типа. Внешнее поле от источника направлено одинаково с запирающим контактным полем, оно препятствует движению основных носителей к запирающему слою. Следовательно, ширина d запирающего слоя возрастает (рис. 6). Кроме того, высота потенциального барьера $U_K \approx (\mathcal{E}_K + \mathcal{E})d$ для основных носителей повышается в сравнении с равновесным состоянием.



В результате диффузия основных носителей становится пренебрежимо малой – намного меньшей, чем в равновесном состоянии. В то же время токи неосновных носителей не изменяются: скорость дрейфа неосновных носителей в запирающем слое увеличится под действием большего поля, однако и толщина слоя возрастет. Концентрация неосновных носителей определяется равновесием генерации и рекомбинации, не зависящим от внешнего напряжения. Поэтому результирующий обратный ток $I_{обр}$ намного меньше прямого и практически не зависит от обратного напряжения $U_{обр}$ (см. рис. 5), его называют током насыщения I_s (saturation – насыщение).

Контрольные вопросы

14. Как изменяется контактная разность потенциалов при обратном включении $p-n$ -структуры?
15. Опишите движение основных носителей в «своей» зоне при обратном включении. Как при этом изменяется толщина запирающего слоя?
16. Как меняется величина токов основных и неосновных носителей при обратном включении и общего тока через $p-n$ -переход?
17. Объясните вид обратной ветви вольт-амперной характеристики. Что такое ток насыщения?

Отношение обратного и прямого сопротивлений

Используем результат лабораторной работы № 40. Мы показали, что для энергий, превышающих энергию Ферми, распределение Ферми–Дирака, т. е. функция распределения электронов, совпадает с распределением Максвелла–Больцмана (формула (5) лабораторной работы № 40):

$$f_F(E) \approx e^{-\frac{E-E_F}{kT}} = e^{-\frac{E_F}{kT}} e^{-\frac{E}{kT}}.$$

Более того, и полная концентрация собственных электронов в зоне проводимости пропорциональна больцмановскому множителю (формулы (8) и (10) лабораторной работы № 40). Такому же распределению

подчиняется и распределение примесных, т. е. основных, электронов при энергиях, превышающих энергию Ферми примеси,

$$n_n \sim e^{\frac{E_{Fn}-E}{kT}}. \quad (1)$$

Эта зависимость концентрации примесных электронов от энергии E при $E > E_{Fn}$ показана на рис. 7. Используем ее для оценки прямого и обратного электронных токов. Для дырочного тока можно провести такой же анализ.

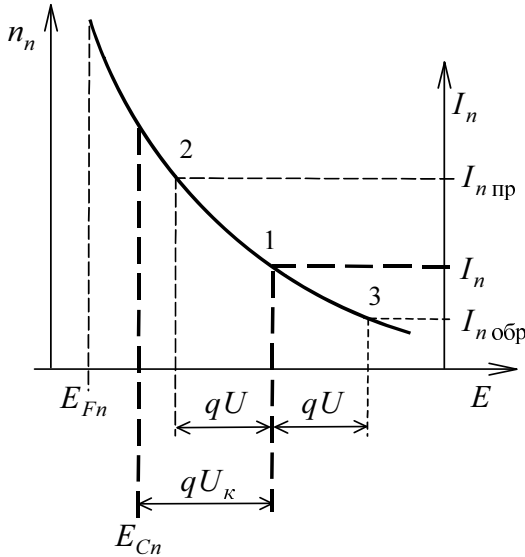


Рис. 7

На рис. 3 мы показали, что в равновесном состоянии p - n -перехода из n -области в p -область диффундируют электроны, энергия которых, как минимум, на qU_k выше энергии дна зоны проводимости E_{Cn} . На графике n_n это точка 1. На оси электронного тока ей соответствует равновесный диффузионный ток I_n (на рис. 7 это выделено жирным шрифтом), равный противоположно направленному дрейфовому току неосновных электронов.

Если к p - n -переходу приложить прямое напряжение U , направленное противоположно контактной разности потенциалов U_k (см. рис. 4), то электронный ток возрастет (на рис. 7 это точка 2). Очевидно,

$$I_{n\text{пр}}(U) = I_n e^{\frac{qU}{kT}}. \quad (2)$$

Пусть $U = 0,3$ В, $kT \approx 1/40$ эВ, тогда

$$\frac{I_{n\text{пр}}(U)}{I_n} \approx \exp(0,3 \cdot 40) \approx 1,6 \cdot 10^5.$$

При обратном включении p - n -перехода внешнее и контактное напряжения направлены одинаково. Этому соответствует точка 3 на рис. 7. Вкладом диффузионного тока в этом случае можно пренебречь, так как он намного меньше дрейфового тока неосновных носителей, равного I_n и слабо зависящего от U .

Окончательно получаем оценку отношения обратного и прямого сопротивлений p - n -перехода при $U_{\text{пр}} = 0,3$ В, $U_{\text{обр}} = 10$ В:

$$\frac{R_{\text{обр}}}{R_{\text{пр}}} = \frac{U_{\text{обр}}/I_{\text{обр}}}{U_{\text{пр}}/I_{\text{пр}}} = \frac{10}{0,3} \cdot 1,6 \cdot 10^5 \approx 5 \cdot 10^6.$$

То есть p - n -переход обладает практически односторонней проводимостью.

Контрольные вопросы

18. Каким распределением описывается высокоэнергетический «хвост» распределения Ферми–Дирака?

19. Поясните на рисунке соотношение концентраций и токов основных электронов:

- а) в равновесном состоянии p - n -перехода;
- б) при прямом включении;
- в) при обратном включении.

20. *Оцените соотношение обратного и прямого сопротивлений p - n -перехода.*

Температурные зависимости токов

Прямой ток через p - n -переход определяется концентрацией основных, т. е. примесных, носителей. Обратный ток – концентрацией неосновных, т. е. собственных, носителей. Рассмотрим изменение этих концентраций в области температур примесной проводимости. На рис. 8 сплошная кривая 1–2–3–4 – температурная зависимость электропроводности полупроводника. Прямая 1–2 – область примесной проводимости, прямая 3–4 – собственной. Штриховая прямая 1'–2', продолжение прямой 3–4, – собственная электропроводность в диапазоне температур примесной проводимости. Видно, что собственная электропроводность в этом диапазоне намного меньше примесной. Поэтому ток основных носителей намного больше тока неосновных носителей.

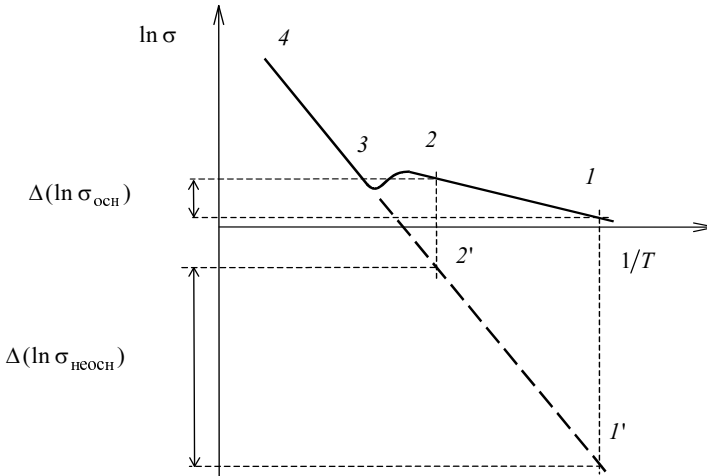


Рис. 8

Однако относительное изменение электропроводности (и тока) неосновных носителей между точками 1'–2' намного больше, чем изменение электропроводности основных носителей между точками 1–2. Действительно,

$$\Delta(\ln \sigma) = \ln \sigma_2 - \ln \sigma_1 = \ln(\sigma_2/\sigma_1); \ln(\sigma_2'/\sigma_1') \gg \ln(\sigma_2/\sigma_1).$$

Графически это объясняется тем, что угловой коэффициент наклона прямой собственной проводимости, пропорциональный ширине запрещенной зоны полупроводника, намного больше наклона прямой примесной проводимости, пропорционального энергии ионизации примеси (см. лабораторную работу № 40).

Поэтому при повышении температуры от 20 до 60 °С прямой ток увеличивается на десятки процентов, а обратный ток – в несколько раз.

Контрольные вопросы

21. Нарисуйте температурную зависимость электропроводности полупроводника. Объясните по графику соотношение величин и температурных изменений прямого и обратного токов.

Описание экспериментальной установки

Как и в лабораторной работе № 40, используются три измерительных прибора: амперметр, вольтметр, омметр. Амперметром измеряется ток I через образец полупроводника. Ток регулируется с помощью переменного сопротивления R . Имеется переключатель направления тока. Вольтметром измеряют напряжение U на полупроводнике. Для измерения температурной зависимости образец помещен в электрическую нагревательную печь. С помощью омметра Ω измеряется сопротивление датчика температуры образца – термометра сопротивления (терморезистора). Затем по градуировочной кривой, имеющейся на передней панели каждой установки, необходимо пересчитать сопротивление в значение температуры.

Особенности измерений. При включенной печи температура полупроводникового образца непрерывно возрастает, поэтому сложно записать одномоментные показания трех приборов. Можно панели всех трех приборов, находящиеся в одной плоскости, сфотографировать на один снимок либо уменьшить скорость изменения температуры, отключив на короткое время печь и дождавшись, когда температура перестанет меняться.

Задание к работе

3. Снимите вольт-амперную характеристику (ВАХ) p - n -перехода – зависимость $I(U)$ при комнатной температуре:

а) сначала снимите зависимость $I(U)$ при прямом направлении тока. Начальная точка $U_{\text{пр}} = 0$, шаг $\Delta U = 0,05$ В, $U_{\text{max}} \sim 0,5$ В;

б) снимите зависимость $I(U)$ при обратном направлении тока. Начальная точка $U_{\text{обр}} = 0$, шаг $\Delta U = 1$ В, $U_{\text{max}} \sim 20$ В.

2. Исследуйте зависимость прямого и обратного токов через p - n -переход от температуры. Шаг изменения температуры $\Delta t = 4 \dots 6$ град. При измерениях необходимо поддерживать постоянными выбранные значения прямого и обратного напряжений. Допустимые отклонения от выбранных значений $U_{\text{пр}}$ и $U_{\text{обр}}$ – 5 ед. третьей значащей цифры.

3. Постройте ВАХ p - n -перехода, изобразите обе ветви, прямую и обратную, на одном графике (рис. 9).

4. Найдите сопротивления p - n -перехода для одной точки прямой ветви ВАХ и для одной точки обратной ветви. Вычислите отношение $R_{\text{обр}}/R_{\text{пр}}$.

5. Постройте графики зависимости прямого и обратного токов от температуры ($^{\circ}\text{C}$). Ось температуры единая, оси ординат две – $I_{\text{пр}}$ и $I_{\text{обр}}$.

6. При анализе экспериментальных данных проверьте, подтверждаются ли теоретические выводы:

- о высоком отношении обратного и прямого сопротивлений;
- о нелинейной (сверхлинейной) прямой ветви вольт-амперной характеристики;
- о насыщении тока в обратной ветви вольт-амперной характеристики;
- о том, что относительный рост обратного тока с температурой превышает рост прямого тока.

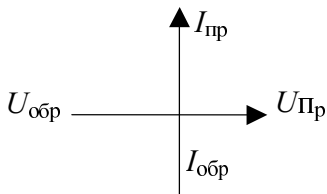


Рис. 9

Библиографический список

1. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Академия, 2010.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т. 3. – М.: Наука, 2005.
3. Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Лань, 2010.

Справочные данные

Материал	Ширина запрещенной зоны ΔE_g , эВ	Подвижность, $\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	
		μ_n	μ_p
Ge	0,7	0,38	0,18
Si	1,1	0,15	0,050
CdS	2,4		0,035

Основные физические константы

Скорость света	$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Постоянная Больцмана	$k = 1,380 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Элементарный заряд	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Масса электрона	$m_e = 0,911 \cdot 10^{-30} \text{ кг}$
Первый боровский радиус	$r_1 = 0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Энергия связи электрона в атоме водорода	$E_i = 13,59 \text{ эВ}$

**Корнилович Александр Антонович
Ознобихин Валерий Иванович
Суханов Игорь Иванович
Холявко Валерий Николаевич**

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Учебное пособие

Редактор *Н.А. Лукашова*
Выпускающий редактор *И.П. Брованова*
Корректор *И.Е. Семенова*
Дизайн обложки *А.В. Ладыжская*
Компьютерная верстка *В.Н. Зенина*

Подписано в печать 20.12.2012. Формат 60×84 1/16. Бумага офсетная. Тираж 500 экз.
Уч.-изд. л. 4,18. Печ. л. 4,5. Изд. № 102. Заказ № Цена договорная

Отпечатано в типографии
Новосибирского государственного технического университета
630073, г. Новосибирск, пр. К. Маркса, 20