

ПРЕДИСЛОВИЕ

Инженер электронной техники должен быть специалистом по проектированию, конструированию, технологии и применению приборов и устройств, основанных на различных физических процессах в твердом теле. Без знания принципа действия и свойств конкретного полупроводникового прибора невозможно правильно выполнить расчет, разработать технологию изготовления и организовать производство, исследовать свойства и измерить параметры этого прибора, а также рационально использовать этот прибор в той или иной схеме, в той или иной установке при различных заданных условиях эксплуатации. Соответственно без прочного усвоения физики полупроводниковых приборов и элементов интегральных микросхем невозможно понять и усвоить даже основные положения практических всех специальных дисциплин, которые студенты будут изучать в дальнейшем в соответствии с учебными планами.

Книга в основном предназначена для студентов, изучающих такие дисциплины государственного стандарта, как «Твердотельная электроника», «Микроэлектроника», «Физика полупроводниковых приборов и основы микроэлектроники», «Физические основы микроэлектроники» и аналогичные предметы. Но она может быть использована в качестве учебного пособия студентами других различных специальностей. Поэтому в гл. 1 книги изложены основные сведения по физике полупроводников в минимальном объеме, необходимом для понимания принципа действия и свойств полупроводниковых приборов и элементов интегральных микросхем.

Перед изучением полупроводниковых приборов следует ознакомиться с обозначениями физических величин, принятыми в книге. Принцип действия большинства полупроводниковых приборов основан на использовании разнообразных свойств выпрямляющих электрических переходов. Поэтому для глубокого понимания свойств, характеристик и параметров различных полупроводниковых приборов необходимо усвоить материал гл. 2, посвященный физическим явлениям на границе двух материалов, отличающихся по типу электропроводности, по удельной проводимости или по химическому составу. В гл. 3 рассмотрены полупроводниковые диоды, структура которых проще структур большинства других приборов.

Поэтому материал этой главы совершенно необходим для понимания других полупроводниковых приборов.

Книга составлена на основе многолетнего опыта чтения лекций по полупроводниковым приборам на различных факультетах Ленинградского электротехнического института, в настоящее время — Санкт-Петербургского государственного электротехнического университета «ЛЭТИ». Трудно переоценить вклад преподавателей кафедры диэлектриков и полупроводников (по-современному — кафедры микроэлектроники), т. е. кафедры, на которой формировались все основные научные положения данной книги.

Необходимо особенно отметить замечания и рекомендации доцентов кафедры И. И. Зятькова, В. А. Миронова и профессора В. С. Сорокина, что позволило внести в последние издания книги ряд исправлений и дополнений.

Большую помощь в улучшении книги оказали своими замечаниями рецензенты первых четырех изданий учебника. В обсуждении различных вопросов физики полупроводниковых приборов и методики изложения этих вопросов активное участие принимали многочисленные преподаватели многих вузов бывшего СССР, которые повышали свою квалификацию при кафедре диэлектриков и полупроводников ЛЭТИ в те годы, когда у нас в институте активно работал факультет повышения квалификации преподавателей.

Активное участие в работе над первыми изданиями учебника «Полупроводниковые приборы» принимал А. Д. Шинков, но, к сожалению, от этой работы в дальнейшем он отстранился. Инициатива создания учебника для вузов «Полупроводниковые приборы» и организация работы над ним целиком и полностью принадлежала Владимиру Васильевичу Пасынкову, чьей памяти посвящается это издание.

Л. К. Чиркин

ВВЕДЕНИЕ

В наступившем двадцать первом веке значение электроники существенно возрастает. Научно-технический прогресс немыслим без электроники. Интенсивное развитие электроники связано с появлением новых разнообразных полупроводниковых приборов и интегральных микросхем, которые находят широкое применение в вычислительной технике, космонавтике, автоматике, радиотехнике и телевидении, в установках измерительной техники, медицине, биологии и т. д.

Полупроводниковые приборы в виде точечных диодов, или, как их раньше называли, кристаллических детекторов, применяли еще в первых электронных установках. Выпрямительные свойства контактов между металлами и некоторыми сернистыми соединениями были обнаружены в 1874 г. В 1895 г. А. С. Поповым при изобретении радио был применен порошковый когерер, в котором использовались нелинейные свойства зернистых систем. В 1922 г. О. В. Лосев использовал отрицательное дифференциальное сопротивление, возникающее при определенных условиях на точечных контактах металла с полупроводником, для генерации высокочастотных электрических колебаний. Кроме того, им было обнаружено свечение кристаллов карбида кремния при прохождении тока через точечные контакты.

Но в этот период успешно развивается техника электровакуумных приборов, и из-за недостаточного знания строения полупроводников и происходивших в них электрофизических процессов полупроводниковые приборы не получили тогда существенного развития и применения.

В годы Великой Отечественной войны были разработаны точечные диоды. В 1942 г. в СССР был организован выпуск полупроводниковых термоэлектрических генераторов для непосредственного преобразования тепловой энергии в электрическую. Термогенераторы использовались для питания переносных радиостанций партизанских отрядов. Создание и производство этих и многих других приборов стало возможным благодаря фундаментальным теоретическим и экспериментальным исследованиям свойств полупроводников, проведенным группой ученых под руководством академика А. Ф. Иоффе.

С 1948 г., т. е. со времени создания американскими учеными Дж. Бардином, В. Браттейном и В. Шокли точечного транзистора, начался новый этап развития полупроводниковой электроники. В 50-х годах были разработаны различные типы биполярных транзисторов, тиристоров, мощных выпрямительных диодов, фотодиодов, фототранзисторов, кремниевых фотоэлементов — солнечных батарей, туннельных диодов и других полупроводниковых приборов.

Принцип действия полевых транзисторов с изолированным затвором был предложен еще в 1926 г., но до окончательной разработки этих транзисторов потребовалось почти 30 лет исследований электрофизических процессов на границе полупроводника с диэлектриком и технологии получения необходимых структур.

В 1958–1959 годах появились интегральные микросхемы на кремнии, что означало появление нового направления полупроводниковой электроники — микроэлектроники. При этом удалось существенно уменьшить стоимость и повысить надежность устройств электронной техники, значительно уменьшить их массу и габариты путем формирования всех пассивных и активных элементов интегральных микросхем в едином технологическом процессе, а также в результате конструктивной интеграции.

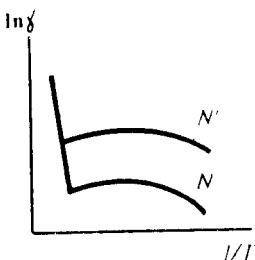
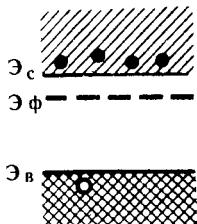
В 80-е годы прошлого столетия стремление к уменьшению размеров активных элементов электроники привело к зарождению еще одного направления — наноэлектроники. (Лучше, вероятно, было бы использовать более правильный и логичный термин — наноразмерная электроника). Уменьшение размеров активных элементов до нанометров вызвало появление новых физических явлений и, соответственно, возможностей использования этих явлений в новых приборах.

Следует отметить, что наряду с интенсивным развитием полупроводниковой электроники, вакуумная электроника не собирается целиком сдавать свои позиции. Под девизом «Обратно в будущее» в США в 1988 г. прошла 1-я международная конференция по вакуумной микроэлектронике. Эту дату можно считать датой рождения вакуумной микроэлектроники. Использование в вакуумной микроэлектронике автоэлектронной эмиссии обеспечивает мгновенную готовность к работе, радиационную и термическую стойкость, что очень важно для космической и военной техники, для устройств контроля ядерных реакторов, реактивных двигателей и т. п.

Развитие полупроводниковой электроники идет весьма интенсивно и в нашей стране, о чем свидетельствует присуждение в 2000 г. Нобелевской премии академику Ж. И. Алферову за исследование гетеропереходов, разработку технологии их формирования и за организацию производства полупроводниковых приборов на основе гетеропереходов.

глава

1



Основные сведения по физике полупроводников

§ 1.1. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ЗОНЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Полупроводник — вещество, основным свойством которого является сильная зависимость удельной проводимости от воздействия внешних факторов (температуры, электрического поля, света и др.).

Каждый электрон, входящий в состав атома, обладает определенной полной энергией или занимает определенный энергетический уровень.

В твердом теле благодаря взаимодействию атомов энергетические уровни расщепляются и образуют *энергетические зоны*, состоящие из отдельных близко расположенных по энергии уровней, число которых соответствует числу однородных атомов в данном кристаллическом теле (рис. 1.1). Энергетическую зону или совокупность нескольких перекрывающихся энергетических зон, которые образовались в результате расщепления одного или нескольких энергетических уровней отдельного атома, называют *разрешенной зоной*. Электроны в твердом теле могут иметь энергию, соответствующую разрешенной зоне. Верхний энергетический уровень разрешенной зоны называют *потолком*, нижний — *дном*.

Энергетические уровни валентных электронов при расщеплении образуют *валентную зону*. Разрешенные энергетические уровни, свободные от электронов в невозбужденном состоянии атома, расщепляясь, образуют одну или несколько *свободных зон*. Нижнюю из свободных зон называют *зоной проводимости*.

Наибольший интерес представляют валентная зона и зона проводимости, так как от их взаимного расположения и от степени их заполнения электронами зависят электрические, оптические и другие свойства твердых тел. Между разрешенными зонами находятся *запрещенные зоны*, т. е. области значений энергии,

которыми не могут обладать электроны в идеальном кристалле. Для полупроводников (согласно сказанному) наибольшее значение имеет запрещенная зона, разделяющая валентную зону и зону проводимости. Она характеризуется *шириной запрещенной зоны* $\Delta\mathcal{E}$, т. е. разностью энергий дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

При температуре 300 К у кремния ширина запрещенной зоны $\Delta\mathcal{E} = 1,12$ эВ; у германия $\Delta\mathcal{E} = 0,66$ эВ; у арсенида галлия $\Delta\mathcal{E} = 1,43$ эВ; у карбида кремния $\Delta\mathcal{E} = 2,4 \div 3,4$ эВ (для разных политипов).

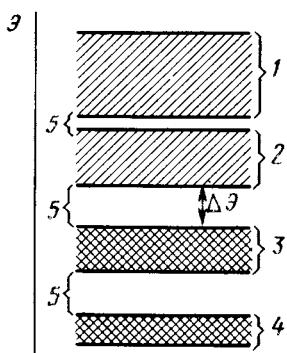


Рис. 1.1. Энергетические зоны полупроводника:

1, 2, 3, 4 — разрешенные зоны
5 — запрещенные зоны, 1, 2 — свободные зоны, 2 — зона проводимости, 3 — валентная зона, $\Delta\mathcal{E}$ — ширина запрещенной зоны

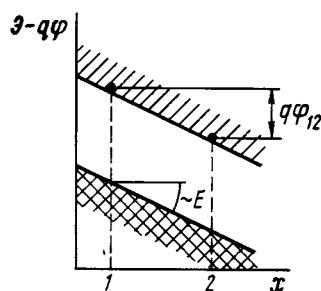


Рис. 1.2. Энергетическая диаграмма полупроводника при наличии в нем электрического поля напряженностью E и разности потенциалов между точками 1 и 2, равной φ_{12}

Ширина запрещенной зоны изменяется с изменением температуры. Происходит это в результате: 1) изменения амплитуды тепловых колебаний атомов кристаллической решетки; 2) изменений межатомных расстояний, т. е. объема тела. С повышением температуры в первом случае ширина запрещенной зоны уменьшается, во втором случае может быть как уменьшение, так и увеличение ширины запрещенной зоны. У большинства полупроводников ширина запрещенной зоны с повышением температуры уменьшается.

При наличии в полупроводнике электрического поля энергетические диаграммы целесообразно строить, откладывая по вертикальной оси полную энергию электронов $\mathcal{E} - q\varphi$ (с учетом потенциальной энергии электрона в электрическом поле), а по горизонтальной оси — геометрическую координату (рис. 1.2). При таком построении энергетических диаграмм в областях, где существует электрическое поле, энергетические уровни и зоны получаются наклонными, причем угловой коэффициент пропорционален на-

пряженности электрического поля с учетом принятых масштабов по осям, а относительное смещение соответствующих энергетических уровней или зон — разности потенциалов между данными точками объема полупроводника. Коэффициент пропорциональности при этом равен элементарному заряду электрона q ; увеличению потенциала соответствует понижение энергетических уровней или зон на энергетической диаграмме.

§ 1.2. ГЕНЕРАЦИЯ И РЕКОМБИНАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

Образование свободных электронов и дырок — *генерация носителей заряда* — происходит при воздействии теплового хаотического движения атомов кристаллической решетки (*тепловая генерация*), при воздействии поглощенных полупроводником квантов света (*световая генерация*) и других энергетических факторов. Так как полупроводник всегда находится под действием всех этих факторов или хотя бы одного ($T \neq 0$), генерация носителей происходит непрерывно.

Одновременно с генерацией в полупроводнике непрерывно происходит и обратный процесс — *рекомбинация носителей заряда*, т. е. возвращение электронов из зоны проводимости в валентную зону, в результате чего исчезает пара носителей заряда. В состоянии термодинамического равновесия процессы генерации и рекомбинации носителей заряда взаимно уравновешены. При этом в полупроводнике существуют *равновесные концентрации электронов n_0 и дырок p_0* .

При воздействии на полупроводник нетеплового внешнего энергетического фактора (света, сильного электрического поля и др.) из-за генерации новых носителей заряда их концентрация n и p (*неравновесная концентрация*) будет превышать равновесную концентрацию на величину Δn (или Δp), которую называют *избыточной концентрацией*. Таким образом,

$$\Delta n = n - n_0; \quad \Delta p = p - p_0. \quad (1.1)$$

Избыточная концентрация носителей заряда может возникать в отдельных областях полупроводниковой структуры прибора не только в результате внешних энергетических воздействий, но и за счет различных процессов (инжекции, экстракции, аккумуляции и т. д.), которые могут происходить в полупроводниковых приборах (о чем говорится далее).

Механизмы рекомбинации могут быть различны (рис. 1.3).

Межзонная, или *непосредственная*, рекомбинация происходит при переходе свободного электрона из зоны проводимости в валентную зону на один из свободных энергетических уровней, что соответствует исчезновению пары носителей заряда — свободного электрона и дырки. Однако такой процесс межзонной рекомбинации маловероятен, так как свободный электрон и дырка должны оказаться одновременно в одном и том же месте крис-

тала. Кроме того, должен выполняться закон сохранения импульса, т. е. рекомбинация электрона и дырки возможна только при одинаковых, но противоположно направленных импульсах электрона и дырки. Поэтому, например, в германии на 10 тыс. рекомбинаций лишь одна происходит в результате межзонной рекомбинации.

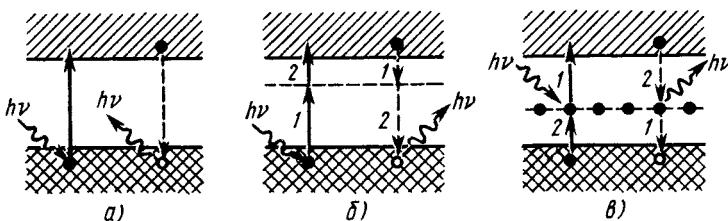


Рис. 1.3. Различные механизмы генерации и рекомбинации носителей заряда:

a — межзонаная генерация и рекомбинация, *б* — генерация и рекомбинация с участием пустых рекомбинационных ловушек, *в* — генерация и рекомбинация с участием заполненных электронами рекомбинационных ловушек, — — — условное обозначение генерации, — — — условное обозначение рекомбинации. Цифры означают этапы процессов генерации и рекомбинации

Рекомбинация с участием рекомбинационных ловушек протекает в два этапа. На первом этапе рекомбинационная ловушка (или энергетический уровень рекомбинационной ловушки) захватывает, например, электрон из зоны проводимости. Таким образом, электрон выбывает из процесса электропроводности. В этом состоянии ловушка будет находиться до тех пор, пока к ней не подойдет дырка, или, другими словами, пока в данном месте кристалла не окажется свободный энергетический уровень валентной зоны. При выполнении этих условий осуществляется второй этап рекомбинации — электрон переходит на свободный уровень валентной зоны (что эквивалентно захвату дырки из валентной зоны отрицательно заряженной ловушкой).

Двухэтапный процесс рекомбинации более вероятен, так как он не требует одновременного присутствия в данном месте кристалла свободного электрона и дырки. Рекомбинационная ловушка воспринимает количество движения, необходимое для соблюдения закона сохранения импульса, и может забрать часть энергии, освобождаемой в процессе рекомбинации.

Роль рекомбинационных ловушек могут выполнять примесные атомы или ионы, различные включения в кристалле, незаполненные узлы кристаллической решетки, трещины и другие несовершенства объема или поверхности.

В связи с тем что на поверхности кристалла перечисленных дефектов значительно больше, чем в объеме, процесс рекомбинации на поверхности должен идти значительно интенсивнее. Его рассматривают и оценивают обычно отдельно, считая *поверх-*

ностную рекомбинацию разновидностью рекомбинации с участием рекомбинационных ловушек.

В зависимости от того, как расходуется энергия, освобождающаяся при рекомбинации электрона и дырки, рекомбинацию можно подразделить на два вида.

Излучательной рекомбинацией называют рекомбинацию, при которой энергия, освобождающаяся при переходе электрона на более низкий энергетический уровень, излучается в виде кванта света (фотона).

При безызлучательной (фононной) рекомбинации избыточная энергия электрона передается кристаллической решетке полупроводника, т. е. избыточная энергия идет на образование фононов — квантов тепловой энергии.

§ 1.3. КОНЦЕНТРАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ПРИ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОМ РАВНОВЕСИИ

В соответствии со статистикой Ферми — Дирака вероятность заполнения энергетического уровня электроном определяется энергией \mathcal{E} , соответствующей этому уровню, и абсолютной температурой T :

$$P_n(\mathcal{E}) = \frac{1}{1 + \exp \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_\phi}{kT}}, \quad (1.2)$$

где \mathcal{E}_ϕ — энергия уровня Ферми, вероятность заполнения которого равна $1/2$ и относительно которого кривая вероятности симметрична (рис. 1.4)

Энергия уровня Ферми соответствует верхней границе электронного распределения при температуре $T = 0$, а также средней энергии «диапазона размытия» при любой другой температуре (рис. 1.4). Симметрия кривой вероятности заполнения относительно уровня Ферми означает одинаковую вероятность заполнения уровня электроном с энергией, большей на величину $\mathcal{E} - \mathcal{E}_\phi$, и вероятность освобождения уровня от электрона с энергией, на столько же меньшей энергии уровня Ферми.

С помощью соотношения (1.2) можно определять заполнение электронами зоны проводимости или валентной зоны полупроводника. Но для валентной зоны удобнее гово-

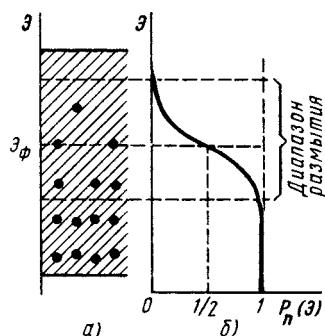


Рис. 1.4. Распределение электронов в частично заполненной зоне (а) и функция вероятности заполнения энергетических уровней (б)

рить о дырках — пустых энергетических уровнях в валентной зоне. Любой энергетический уровень может либо быть занят электроном, либо свободен от электрона. Поэтому сумма вероятностей этих двух событий должна быть равна единице: $P_n(\mathcal{E}) + P_p(\mathcal{E}) = 1$.

Тогда вероятность заполнения энергетического уровня дыркой

$$P_p(\mathcal{E}) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_\Phi}{kT}\right)}. \quad (1.3)$$

Уровень Ферми обычно расположен в запрещенной зоне энергетической диаграммы относительно далеко (в единицах энергии) от зоны проводимости и от валентной зоны по сравнению с энергией kT (при комнатной температуре $kT \approx 0,025$ эВ), т. е.

$$|\mathcal{E} - \mathcal{E}_\Phi| \gg kT. \quad (1.4)$$

Поэтому, пренебрегая единицей в знаменателе (1.2), вероятность распределения электронов по энергетическим уровням зоны проводимости определим с помощью статистики Максвелла — Больцмана:

$$P_n(\mathcal{E}) \approx \exp\left(-\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_\Phi}{kT}\right). \quad (1.5)$$

Аналогично найдем вероятность распределения дырок по энергетическим уровням валентной зоны с учетом (1.3) и (1.4):

$$P_p(\mathcal{E}) \approx \exp\frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}_\Phi}{kT}. \quad (1.6)$$

Рис. 1.5. Вероятность заполнения электронами энергетических уровней при различных температурах:

— по статистике Ферми—Дирака, — — — по статистике Максвелла—Больцмана для электронов в зоне проводимости 1 и в валентной зоне 2

Таким образом, для большинства полупроводников (*невырожденных*) можно пользоваться статистикой Максвелла — Больцмана и только в некоторых случаях для полупроводников (*вырожденных*) необходимо использовать статистику Ферми—Дирака. Разница в этих двух функциях распределения электронов по энергиям показана на рис. 1.5.

Для определения концентрации электронов в невырожденном полупроводнике надо проинтегрировать по энергии произведение удвоенной функции распределения плотности энергетических уровней в зоне проводимости $[2N(\mathcal{E})]$ и вероятности заполнения этих уровней электронами (1.5). Интегрирование нужно проводить от энергии дна до энергии потолка зоны проводимости. Если же учесть ничтожно малую вероятность заполнения уровней электронами у потолка зоны проводимости, то можно верх-

ний предел интегрирования считать равным бесконечности, т. е.

$$n_0 = \int_{\mathcal{E}_c}^{\infty} 2N(\mathcal{E}) \cdot P_n(\mathcal{E}) d\mathcal{E}.$$

В результате интегрирования получим

$$n_0 = 2N_c \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_c - \mathcal{E}_F}{kT}\right), \quad (1.7)$$

где $2N_c$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости; N_c — эффективная плотность энергетических уровней в зоне проводимости, энергия которых приведена ко дну зоны проводимости.

Эффективная плотность состояний отличается в два раза от эффективной плотности уровней в связи с тем, что на каждом энергетическом уровне могут находиться два электрона с различными спинами (по принципу Паули).

Аналогично, равновесная концентрация дырок в любом невырожденном полупроводнике при термодинамическом равновесии

$$p_0 = 2N_v \exp\left(\frac{\mathcal{E}_v - \mathcal{E}_F}{kT}\right), \quad (1.8)$$

где N_v — эффективная плотность энергетических уровней в валентной зоне, энергия которых приведена к потолку валентной зоны; \mathcal{E}_v — энергия потолка валентной зоны.

Таким образом, равновесная концентрация носителей заряда определяется эффективной плотностью уровней в соответствующей зоне, температурой и положением уровня Ферми относительно дна зоны проводимости или потолка валентной зоны.

§ 1.4. СОБСТВЕННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Собственный полупроводник — это полупроводник с относительно малой концентрацией примесей, что не влияет на удельное сопротивление этого полупроводника.

В собственном полупроводнике при температуре абсолютного нуля отсутствуют носители заряда, так как валентная зона полностью занята электронами (там нет дырок), а в зоне проводимости нет электронов.

При температурах выше абсолютного нуля некоторые электроны валентной зоны могут быть переброшены в зону проводимости — возможна тепловая генерация пар носителей заряда, в зоне проводимости появляются свободные электроны, а в валентной зоне — дырки. Процесс тепловой генерации возможен даже при очень низких температурах из-за значительных флуктуаций (отклонений) энергий тепловых колебаний атомов от средней энергии тепловых колебаний атомов относительно узлов кристаллической решетки.

Как отмечалось, кроме тепловой генерации носителей заряда в полупроводнике существует и их рекомбинация, и эти процессы при любой температуре взаимно уравновешены. При этом в собственном полупроводнике существует *собственная концентрация электронов*, которая может быть выражена соотношением, аналогичным (1.7):

$$n_i = \sqrt{4N_c N_b} \exp\left(-\frac{\vartheta_c - \vartheta_\Phi}{kT}\right) \approx 2N_c \exp\left(-\frac{\vartheta_c - \vartheta_\Phi}{kT}\right). \quad (1.9)$$

Формула для *собственной концентрации дырок* аналогична (1.8):

$$p_i = \sqrt{4N_c N_b} \exp\left(\frac{\vartheta_b - \vartheta_\Phi}{kT}\right) \approx 2N_b \exp\left(\frac{\vartheta_b - \vartheta_\Phi}{kT}\right). \quad (1.10)$$

Эффективные плотности уровней в зоне проводимости и в валентной зоне определяются соотношениями

$$\begin{aligned} N_c &= \left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2}, \\ N_b &= \left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right)^{3/2}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

где m_n^* и m_p^* — эффективные массы электронов и дырок (смысл этих параметров рассмотрен далее); h — постоянная Планка.

Так как в собственном полупроводнике носители заряда образуются в результате ионизации собственных атомов полупроводника, т. е. благодаря перебросу электронов из валентной зоны в зону проводимости, то одновременно возникает два носителя заряда противоположных знаков. Поэтому

$$n_i = p_i. \quad (1.12)$$

Определим положение уровня Ферми для собственного полупроводника. Учитывая соотношения (1.9) — (1.12), получим

$$(m_n^*)^{3/2} \exp\left(-\frac{\vartheta_c - \vartheta_\Phi}{kT}\right) = (m_p^*)^{3/2} \exp\left(\frac{\vartheta_b - \vartheta_\Phi}{kT}\right),$$

откуда

$$\vartheta_\Phi = \frac{\vartheta_c + \vartheta_b}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_p^*}{m_n^*}. \quad (1.13)$$

При небольшом различии эффективных масс электронов и дырок

$$\vartheta_\Phi \approx \frac{\vartheta_c + \vartheta_b}{2} = \vartheta_i, \quad (1.14)$$

т. е. в собственном полупроводнике приближенно можно считать, что уровень Ферми расположен посередине запрещенной зоны.

Приняв в данном случае для простоты начало отсчета энергии от потолка валентной зоны, т. е. $\vartheta_b = 0$, собственные кон-

центрации носителей можно выразить через ширину запрещенной зоны $\Delta\vartheta = \vartheta_c - \vartheta_b$:

$$n_i = 2N_c \exp\left(-\frac{\Delta\vartheta}{2kT}\right); \quad (1.15)$$

$$p_i = 2N_b \exp\left(-\frac{\Delta\vartheta}{2kT}\right). \quad (1.16)$$

Из соотношений (1.15) и (1.16) можно определить собственные концентрации носителей в разных полупроводниках. При комнатной температуре ($T \approx 300$ К) в кремнии $n_i \approx 10^{10}$ см⁻³, в германии $n_i \approx 10^{13}$ см⁻³.

§ 1.5. ПРИМЕСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Большинство полупроводниковых приборов изготавливают на основе *примесных полупроводников*, т. е. полупроводников, электрические характеристики которых определяются донорными или акцепторными примесями. Таким образом, в рабочем диапазоне температур полупроводникового прибора поставщиками основного количества носителей заряда в полупроводниковом материале должны быть примеси. Поэтому в практике важное значение имеют такие полупроводниковые материалы, у которых ощущаемая собственная концентрация носителей заряда появляется при возможно более высокой температуре, т. е. полупроводники с достаточно большой шириной запрещенной зоны.

В простых полупроводниках, состоящих в основном из атомов одного химического элемента, примесями являются чужеродные атомы. В полупроводниковых соединениях и твердых растворах, состоящих из атомов двух или большего числа химических элементов, примесями могут быть не только включения атомов посторонних химических элементов, но и избыточные по отношению к стехиометрическому составу атомы химических элементов, входящих в химическую формулу сложного полупроводника.

Такую же роль, как примеси, могут играть различные дефекты кристаллической решетки: пустые узлы, дислокации или сдвиги, возникающие при пластической деформации кристалла, и т. д.

Рассмотрим роль примесей, атомы которых создают дискретные энергетические уровни в пределах запрещенной зоны полупроводника. При небольшой концентрации примесей их атомы расположены в полупроводнике на таких больших расстояниях друг от друга, что не взаимодействуют между собой. Поэтому нет расщепления примесных уровней. Вероятность непосредственного перехода электронов от одного примесного атома к другому ничтожно мала, т. е. с точки зрения зонной теории ничтожно мала вероятность перехода электрона с одного дискретного примесного уровня на другой.

При большой концентрации примесей в результате взаимодействия примесных атомов между собой примесные уровни одного типа расщепляются в энергетическую *примесную зону*. Электроны, находящиеся в примесной зоне, так же как в зоне проводимости и в валентной зоне при неполном их заполнении, могут переходить с уровня на уровень, приобретая необходимую для этого энергию за счет ускорения во внешнем электрическом поле на длине свободного пробега.

Примеси могут быть донорного и акцепторного типа.

Донор — это примесный атом или дефект кристаллической решетки, создающий в запрещенной зоне энергетический уровень, занятый в невозбужденном состоянии электроном и способный в возбужденном состоянии отдать электрон в зону проводимости.

Акцептор — это примесный атом или дефект кристаллической решетки, создающий в запрещенной зоне энергетический уровень, свободный от электрона в невозбужденном состоянии и способный захватить электрон из валентной зоны в возбужденном состоянии.

Доноры и акцепторы в полупроводнике могут быть ионизированы под действием энергии, поступающей в кристалл в виде квантов света, теплоты и т. д.

Под *энергией ионизации донора* понимают минимальную энергию, которую необходимо сообщить электрону, находящемуся на донорном уровне, чтобы перевести его в зону проводимости.

Энергия ионизации акцептора — это минимальная энергия, которую необходимо сообщить электрону валентной зоны, чтобы перевести его на акцепторный уровень.

Энергия ионизации примесных атомов значительно меньше энергии ионизации собственных атомов полупроводника или ширины запрещенной зоны. Поэтому в примесных полупроводниках при низких температурах преобладают носители заряда, возникшие из-за ионизации примесей. Если электропроводность полупроводника обусловлена электронами, его называют *полупроводником n-типа*, если электропроводность обусловлена дырками — *полупроводником p-типа*.

Обычно в полупроводниках присутствуют как доноры, так и акцепторы. Полупроводник, у которого концентрация доноров равна концентрации акцепторов, называют *скомпенсированным*.

Соотношения для концентрации электронов (1.7) и дырок (1.8) можно преобразовать, приняв $\mathcal{E}_b = 0$ и учитя соотношения (1.15) и (1.16):

$$n_0 = 2N_c \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i + \mathcal{E}_t - \mathcal{E}_\Phi}{kT}\right) = n_i \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_\Phi}{kT}\right); \quad (1.17)$$

$$p_0 = 2N_b \exp\left(\frac{\mathcal{E}_b - \mathcal{E}_\Phi - \mathcal{E}_i + \mathcal{E}_t}{kT}\right) = p_i \exp\left(\frac{\mathcal{E}_t - \mathcal{E}_\Phi}{kT}\right). \quad (1.18)$$

Отсюда следует, что

$$n_0 p_0 = n_i^2, \quad (1.19)$$

Конец ознакомительного фрагмента.

Приобрести книгу можно
в интернет-магазине
«Электронный универс»
e-Univers.ru