

Н. П. ЯМПУРИН, А. В. БАРАНОВА, В. И. ОБУХОВ

ЭЛЕКТРОНИКА

Рекомендовано

*Государственным образовательным учреждением
высшего профессионального образования*

*«Московский технический университет связи и информатики»
в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлению подготовки «Телекоммуникации»*



Москва
Издательский центр «Академия»
2011

УДК 621.38(075.32)
ББК 32.85я73
Я574

Рецензенты:

декан ф-та «Радио и телевидение» Московского технического университета связи
и информатики, д-р техн. наук, проф. *А. В. Пестряков*;
зав. кафедрой «Теория цепей и телекоммуникаций» ИРИТ НГТУ
им. Р. Е. Алексеева, д-р физ.-мат. наук, проф. *В. И. Есипенко*

Ямпурин Н. П.

Я574

Электроника : учеб. пособие для студ. высш. учеб. заведений / Н. П. Ямпурин, А. В. Баранова, В. И. Обухов. — М. :
Издательский центр «Академия», 2011. — 240 с.

ISBN 978-5-7695-4606-8

Рассмотрены основные полупроводниковые приборы (диоды, транзисторы и микросхемы), наиболее широко используемые в аналоговой и цифровой электронике, описаны методы их изготовления и конструкции, а также представлено перспективное направление развития электроники: функциональная электроника.

Для студентов учреждений высшего профессионального образования.

УДК 621.38(075.32)
ББК 32.85я73

*Оригинал-макет данного издания является собственностью
Издательского центра «Академия», и его воспроизведение
любым способом без согласия правообладателя запрещается*

© Ямпурин Н. П., Баранова А. В., Обухов В. И., 2011
© Образовательно-издательский центр «Академия», 2011
ISBN 978-5-7695-4606-8 © Оформление. Издательский центр «Академия», 2011

ПРЕДИСЛОВИЕ

Электроника является одной из основных наук для студентов вузов, обучающихся по направлению «Телекоммуникации», а также для студентов радиотехнических и приборостроительных факультетов. В будущей профессиональной деятельности выпускаемых по данному направлению специалистов важны не разработка и проектирование электронных приборов и узлов, а знание основ их применения, что и определило изложение материала данного учебного пособия.

Важнейшей задачей на стадии первоначального изучения электроники является правильная ориентация будущего специалиста, поэтому авторами предпринята попытка изложения материала в объеме, достаточном для подготовки студента к систематическому и самостоятельному изучению курса «Электроника».

Как и в других учебниках по электронике, в первых главах пособия описываются физические процессы, имеющие место в электронных приборах. При этом сочетаются два подхода к изложению материала: глубокий и облегченный уровни описания процессов. Авторы придерживаются мнения, что одним из наилучших ориентиров при изучении данного курса является современный уровень построения аппаратной части телекоммуникационных систем, поэтому с необходимой долей детализации рассматривают те физические процессы, которые непосредственно необходимо учитывать при работе с системами связи. Достаточно подробно описываются математические модели электронных приборов (диодов и транзисторов).

Чтобы описание было предметным и обеспечивало специалисту получение необходимых сведений о реальных характеристиках и параметрах электронных приборов, при изложении материала широко рассматриваются конкретные элементы схем. Также приводятся примеры простейших расчетов и задачи для самостоятельного решения. В приложениях представлены условные обозначения и справочная информация по конструкциям полупроводниковых приборов.

Из всего многообразия электронных устройств для изучения отобраны наиболее важные, т.е. устройства, составляющие основу телекоммуникационных систем.

При описании электронных устройств авторы обращают особое внимание на физику их работы.

Данное учебное пособие написано на основе многолетнего опыта чтения авторами курса лекций по электронике в Арзамасском политехническом институте, являющемся филиалом Нижегородского государственного технического университета (НГТУ) им. Р. Е. Алексеева.

Накопленный опыт преподавания, а также участие в разработке, производстве и испытаниях узлов телекоммуникационных устройств позволили авторам охватить при изложении материала как установленные разделы электроники, так и перспективное направление, связанное с функциональной электроникой.

Авторы выражают глубокую признательность проф. Ю. Г. Белову и проф. В. В. Кангину за ценные замечания, сделанные в процессе обсуждения лекционных курсов, а также благодарят за помощь своих коллег — сотрудников кафедры «Теория цепей и телекоммуникаций», и особенно зав. кафедрой, д-ра техн. наук, проф. В. И. Есипенко и доц. В. С. Сюваткина.

Особую благодарность авторы выражают Е. В. Второвой за помощь в техническом оформлении рукописи учебного пособия.

ВВЕДЕНИЕ

Электронные устройства являются универсальными и исключительно эффективными средствами при решении самых различных технических задач в области сбора, преобразования и передачи информации, поэтому знания в области электроники становятся необходимыми все более широкому кругу специалистов.

Для современных систем и сетей связи характерной тенденцией развития стало слияние компьютерной обработки данных и аппаратуры передачи и коммутации этих данных, поэтому в настоящее время можно говорить об использовании интегрированных информационных систем.

Простейшая одноканальная система передачи информации может быть представлена схемой, приведенной на рис. В.1.

Рассмотрим назначение основных элементов таких схем.

Источник сообщений создает сообщения или последовательность сообщений, которые должны быть переданы. При этом сообщения могут быть разных типов, т. е. могут представлять собой, например, последовательность букв или цифр, как в телеграфных системах и устройствах передачи данных, либо одну или более функций времени, как в системах передачи звуковой и видеoinформации, и т. д.

Передатчик включает в себя кодер и модулятор. Кодер перерабатывает определенным образом сообщения в сигналы, согласованные с характеристиками используемой линии связи. Модулятор осуществляет перенос сформированного сигнала в высокочастотный диапазон.

Линия связи представляет собой комплекс технических средств, обеспечивающий передачу сигналов от передатчика к приемнику. В состав такого комплекса входят каналообразующая аппаратура, осуществляющая сопряжение выходного и входного сигналов со-

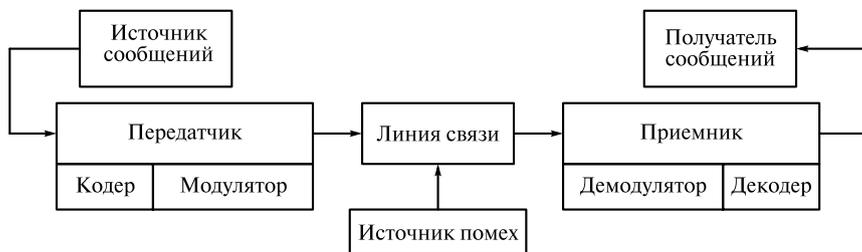


Рис. В.1. Схема простейшей системы передачи информации

ответственно передатчика и приемника с линией связи (например, антенна), и сама линия связи. Собственно линией связи называется среда, используемая для передачи сигнала от передатчика к приемнику. Это могут быть, например, пара проводов, коаксиальный кабель, воздушная среда или вода, способные пропускать сигналы, волоконнооптическая линия связи и т. д. В общем случае в процессе передачи в линии связи сигнал искажается помехами, которые отображаются на рис. В.1 введением отдельного блока. Под помехами понимают все те воздействия, которые приводят к тому, что принятые сигналы отличаются от переданных.

Приемник обычно выполняет операции, обратные по отношению к операциям, производимым передатчиком, т. е. демодуляцию и декодирование, в результате которых восстанавливается исходное сообщение. Сложность построения приемника обусловлена изменением в процессе передачи формы принимаемых сигналов, что связано с наличием шума или помех, в том числе и преднамеренных.

Получатель сообщения представляет собой лицо или техническое средство, для которого предназначено сообщение.

Система передачи информации содержит электронные устройства, работающие как с аналоговыми сигналами (фильтры, усилители, преобразователи, модуляторы), так и с цифровыми сигналами (микропроцессор, ЭВМ), а также устройства, осуществляющие преобразование сигналов из аналоговой формы в цифровую и обратно. В данном курсе изучаются все основные элементы, из которых строятся указанные узлы телекоммуникационных систем.

Электроника прошла период бурного развития в XX в. Начиная с изучения движения электронов в вакууме и газах, применяемого в радиотехнике (в электронных лампах и ионных приборах), и добившись самых больших успехов при изучении движения электронов в твердых телах, особенно полупроводниках. С середины XX в. широкое применение нашли полупроводниковые приборы (диоды, транзисторы, тиристоры), используемые в качестве отдельных элементов, на основе которых и собирались отдельные функционально законченные электронные устройства.

Дальнейшее совершенствование полупроводниковых приборов, резисторов, конденсаторов при уменьшении их размеров обусловило появление интегральной электроники (микроэлектроники).

Основное достоинство интегральной техники заключается в использовании групповых интегральных методов и технологий, основанных на локально-структурных преобразованиях полупроводникового материала, в результате которых в одном технологическом цикле на кристалле изготавливаются не только почти все элементы интегральной микросхемы (диоды, транзисторы и т. д.) и электрические соединения этих элементов, но и множество микросхем одновременно [7].

В настоящее время микроэлектроника достигла высокого уровня развития. Если в середине 1960-х гг. интегральные схемы (ИС) со-

держали 10...60 элементов на кристалле, то сейчас сверхбольшие интегральные схемы (СБИС) содержат уже около миллиарда транзисторов на кристалле и их число продолжает увеличиваться каждые полтора года по закону Мура [32]. Применительно к системам связи это означает возможность размещения современного узла коммутации (автоматической телефонной станции — АТС) в одной комнате, тогда как раньше для этого требовался целый этаж.

Однако специалисты уже видят новые физические и технологические возможности в развитии современной микроэлектроники. Уменьшение размеров микросхем обуславливает создание новых приборов, в которых закон Ома не действует, электрон является уже не частицей, а волной, и бит информации может определяться направлением вектора спина (спиноэлектроника).

Одним из направлений развития микроэлектроники является функциональная электроника, бурно развивавшаяся в последней четверти XX в. [5]. Характерной особенностью функциональной электроники является использование динамических неоднородностей и физических принципов интеграции на уровне устройств в отличие от классической электроники, основанной на использовании статических неоднородностей и конструкторско-технологической интеграции.

Глава 1

ОСНОВЫ ФИЗИКИ

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

1.1. Зонная теория твердых тел

1.1.1. Основные термины и определения

Все тела в зависимости от их электрических свойств при постоянном напряжении подразделяются на диэлектрики, проводники и полупроводники. Различие между ними наиболее наглядно можно показать с помощью энергетических диаграмм зонной теории твердых тел.

Исследование спектров излучения различных веществ свидетельствует о наличии определенных энергетических уровней (состояний) для электронов у различных атомов. Часть этих уровней заполнена при нормальном, невозбужденном, состоянии атома, а на других уровнях электроны могут находиться только, когда атом подвергается внешнему энергетическому воздействию, т. е. когда он возбужден.

При образовании кристаллической решетки твердого тела все имеющиеся у данного типа атомов электронные уровни расщепляются вследствие воздействия соседних атомов друг на друга. Таким образом, из отдельных энергетических уровней уединенных атомов в твердом теле образуется полоса, называемая разрешенной зоной. Верхний энергетический уровень такой разрешенной зоны называется *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. Нижняя из этих свободных зон называется *зоной проводимости*. Свободные зоны являются наиболее интересными, так как от их взаимного расположения и степени заполнения электронами зависят оптические, электрические и другие свойства твердых тел [19].

На рис. 1.1 показаны энергетические диаграммы (при температуре 0 К) диэлектриков, полупроводников и металлических проводников, из которых хорошо видно, что у полупроводников и диэлектриков разрешенные зоны разделены запрещенной зоной.

Запрещенная зона — это область значений энергий, которыми не могут обладать электроны в идеальном кристалле. Разность энергий дна зоны проводимости и потолка валентной зоны называется *шириной запрещенной зоны*.

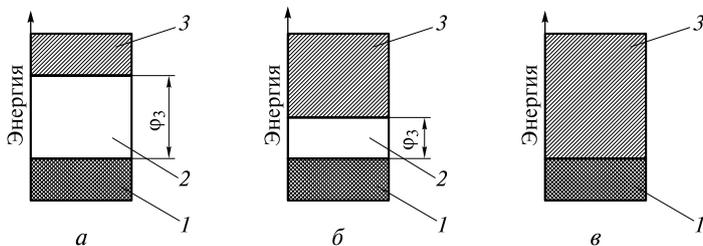


Рис. 1.1. Энергетические диаграммы диэлектриков (а), полупроводников (б) и металлических проводников (в):

1 — валентная зона; 2 — запрещенная зона шириной φ_3 ; 3 — зона проводимости

Ширина запрещенной зоны обозначается φ_3 и измеряется в электрон-вольтах (эВ).

Диэлектриками являются материалы, у которых запрещенная зона $\varphi_3 > 3$ эВ.

Полупроводники — это материалы с более узкой запрещенной зоной, чем у диэлектриков, т. е. с запрещенной зоной, не превышающей 3 эВ, которая может преодолеваться электронами за счет внешних энергетических воздействий.

Проводники — это материалы, у которых заполненная электронами зона вплотную прилегает или даже перекрывается зоной свободных энергетических уровней, вследствие чего электроны в них свободны и могут переходить с уровней заполненной зоны на незанятые уровни свободной зоны под влиянием слабой напряженности электрического поля, приложенного к проводнику [41].

Помимо ширины запрещенной зоны различие свойств диэлектриков, полупроводников и проводников может определяться удельным сопротивлением, обуславливающим электрические свойства твердых тел.

Обычно к полупроводниковым относятся материалы, которые при комнатной температуре имеют удельное электрическое сопротивление ρ в пределах от $10^{-3} \dots 10^{-2}$ до $10^8 \dots 10^9$ Ом·см. Вещества со значительно меньшим удельным электрическим сопротивлением ($10^{-6} \dots 10^{-4}$ Ом·см) причисляют к проводникам (металлам), а со значительно бóльшим ($10^{10} \dots 10^{18}$ Ом·см) — к диэлектрикам (непроводникам). Число полупроводниковых материалов, известных в настоящее время, далеко превышает число металлов и диэлектриков.

В отличие от чистых металлов электрическое сопротивление чистых полупроводников сильно зависит от температуры и, кроме того, с ростом температуры оно не увеличивается, а уменьшается. Так, для большинства металлов температурный коэффициент сопротивления составляет $+(0,4 \dots 0,6)$ % на 1°C , а для полупроводников он может достигать $-(5 \dots 6)$ % на 1°C и более [22].

При добавлении примеси в чистый металл образуется сплав (нихром, манганин и т. д.), удельное сопротивление которого будет больше удельного сопротивления каждого из входящих в него компонентов, тогда как при прибавлении примеси в чистый полупроводник удельное сопротивление полученного материала будет значительно меньше, чем у его компонентов.

Чтобы пояснить причины отмеченных особенностей полупроводников, необходимо изучить их структуру и механизмы проводимости.

1.1.2. Структура и типы проводимости полупроводников

Свойства полупроводников зависят от их структуры и вида химической связи в них. Структура полупроводников определяется взаимным расположением их микрочастиц. По степени упорядоченности микрочастиц все материалы подразделяются на *кристаллические* и *аморфные*.

Кристаллическое твердое тело (кристалл) состоит из атомов, молекул или ионов, расположенных в пространстве таким образом, что наблюдается их периодическая повторяемость в трех измерениях. Кристаллы обладают дальним порядком в расположении атомов, а аморфные материалы не обладают, но в них существует ближний порядок.

Кристаллические материалы разделяются на монокристаллы и поликристаллы. *Монокристалл* — это единственный относительно крупный кристалл с совершенной структурой и заданными свойствами, полученный искусственным путем [2]. *Поликристалл* представляет собой совокупность неориентированных относительно друг друга зерен — кристаллитов.

В полупроводниковой технике нашли широкое применение монокристаллы, хотя также используются поликристаллические и аморфные полупроводники.

Тип взаимодействия между микрочастицами называется видом химической связи. Принято различать следующие виды химических связей: ковалентная, металлическая, ионная и связь за счет сил Ван-дер-Ваальса, которые различаются по своей физической природе.

Полупроводникам свойственна в основном ковалентная связь (рис. 1.2, *а*), хотя в сложных полупроводниках наблюдается и смешанная ковалентно-ионная связь. Типичными полупроводниками с ковалентной связью являются германий и кремний, имеющие кристаллическую решетку типа «алмаз». Двухмерное изображение этой решетки представлено на рис. 1.2, *б*.

Четыре валентных электрона кремния вступают в ковалентные связи с четырьмя соседними атомами, образуя кристаллическую структуру. При температуре $T = 0$ К все валентные электроны кремния оказываются задействованными в химических связях, и материал ведет себя подобно диэлектрику. С позиции энергетической

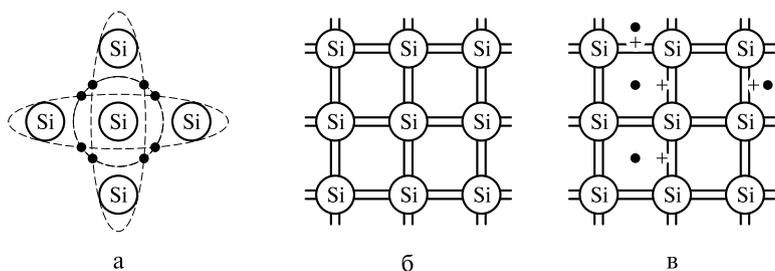


Рис. 1.2. Структура полупроводника:

a — ковалентная связь в кремнии; *б, в* — двумерные изображения кристаллической решетки типа «алмаз» соответственно при $T = 0$ К и при $T > 0$ К

диаграммы наличие электронов в связях означает их нахождение в валентной зоне [19].

Под действием тепловой энергии часть валентных связей нарушается, и отдельные электроны из этих связей переходят в межатомное пространство. На месте сошедших с электрических уровней электронов остаются пустые места (вакансии), имеющие положительный заряд, равный по значению заряду электрона (рис. 1.2, *в*).

Высвобожденный из связи электрон может перемещаться по кристаллу, создавая ток проводимости. При этом вакансия может быть занята валентным электроном соседнего атома, в результате высвобожденный из связи электрон может перемещаться в пространстве от одного атома к другому. Таким образом, вакансия в электронной оболочке создает ток не сама по себе, а лишь за счет того, что электрон перемещается от атома к атому без какого-либо притока внешней энергии, расходуемой на разрыв связи.

Перемещение валентного электрона по кристаллической решетке сопровождается перемещением соответствующей вакансии, причем удобнее проследить не движение электронов по связям, а перемещение вакансий.

Вакансия, имеющая положительный заряд, отождествляется с фиктивной положительно заряженной частицей, называемой *дыркой*. Таким образом, в результате разрыва валентных связей образуется два типа свободных зарядов в полупроводнике: электрон и дырка.

Свободными зарядами в твердом теле называются заряды, которые могут принимать участие в образовании тока проводимости. Процесс образования пары свободных носителей заряда в результате разрыва валентных связей под действием тепловой энергии называется тепловой генерацией, или *термогенерацией*. Одновременно с генерацией в полупроводнике непрерывно происходит и обратный процесс — *рекомбинация* носителей заряда, т. е. возвращение электрона в разорванную связь, в результате чего исчезает пара свободных носителей заряда.

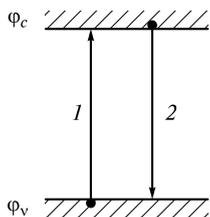


Рис. 1.3. Энергетическая диаграмма собственного полупроводника:

1 — процесс термогенерации; 2 — процесс рекомбинации; φ_c — энергия дна зоны проводимости; φ_v — энергия потолка валентной зоны

С позиции зонной теории электроны являются свободными в зоне проводимости, а дырки — в валентной зоне. На рис. 1.3 показано, что термогенерация представляет собой переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, а рекомбинация — переход из зоны проводимости в валентную зону. С позиции зонной теории дырка есть незаполненный уровень валентной зоны [21].

Полупроводники, в которых свободные заряды появляются только за счет разрыва валентных связей, называются *собственными полупроводниками*. К собственным относятся чистые беспримесные полупроводники, а также примесные полупроводники при высоких температурах.

Условие электрической нейтральности собственных полупроводников имеет вид

$$n_i = p_i, \quad (1.1)$$

где i — индекс, соответствующий собственным полупроводникам; n_i — концентрация собственных электронов; p_i — концентрация собственных дырок.

Достоинством полупроводников является то, что их свойства сильно зависят от концентрации и вида примесей. В соответствии с видом примеси полупроводники подразделяются на *электронные* и *дырочные*.

Полупроводники n -типа, или электронные. Для получения электронного полупроводника необходимо наличие в нем примеси с валентностью выше валентности основного вещества. Такая примесь называется *донором*, а следовательно, соответствующие

полупроводники называются *донорными*. Для кремния и германия донорами являются фосфор (P), мышьяк (As) и сурьма (Sb). Для обеспечения влияния на проводимость кремния необходимо, чтобы атомы примеси заместили часть атомов в его кристаллической структуре.

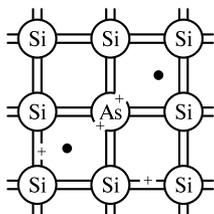


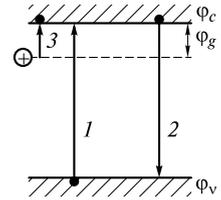
Рис. 1.4. Структура полупроводника n -типа

Структура донорного полупроводника кремния с мышьяком в качестве примеси представлена на рис. 1.4.

Мышьяк пятивалентен и четыре его валентных электрона вступают в ковалентные связи с четырьмя соседними атомами кремния, а пя-

Рис. 1.5. Энергетическая диаграмма полупроводника n -типа:

1 — процесс термогенерации; 2 — процесс рекомбинации; 3 — процесс ионизация донора; φ_g — энергия донорного уровня



тый валентный электрон связан только с примесным атомом. Небольшая тепловая энергия (меньше чем требуется для разрыва валентных связей) вызывает отрыв этого электрона от примеси, и примесный электрон переходит в межатомное пространство, т. е. становится свободным. При этом примесный атом превращается в положительный ион донора (см. рис. 1.4). Одновременно в полупроводнике происходит термогенерация, которая приводит к образованию пары свободных зарядов типа электрон — дырка. За счет примесных атомов концентрация электронов типа n_n в электронном полупроводнике значительно превосходит концентрацию дырок p_n , т. е. $n_n \gg p_n$.

Для полупроводника n -типа электроны являются основными зарядами, а дырки — неосновными.

Условие электрической нейтральности электронного полупроводника определяется концентрацией электронов, дырок и ионов доноров:

$$n_n = p_n + N_g^+, \quad (1.2)$$

где N_g^+ — концентрация ионов-доноров.

Примесные полупроводники в зависимости от концентрации примесей подразделяются на *невырожденные* и *вырожденные*. В невырожденных полупроводниках концентрация примесных атомов намного меньше концентрации основных атомов. При этом примесные атомы находятся на большом расстоянии друг от друга и не взаимодействуют друг с другом, поэтому их состояние на энергетической диаграмме изображается в виде энергетического уровня. Донорный уровень располагается вблизи дна зоны проводимости, поэтому энергетическая диаграмма невырожденного электронного полупроводника имеет вид, представленный на рис. 1.5.

В вырожденном полупроводнике концентрация примесных атомов большая и сравнимая с концентрацией основных атомов и за счет их взаимодействия образуется примесная зона, расположенная вблизи соответствующей разрешенной зоны [26].

Полупроводники p -типа, или дырочные полупроводники. Для создания дырочных полупроводников необходимо наличие в них примеси с валентностью меньше валентности основного вещества. Такая примесь называется *акцептором*, поэтому соответствующие полупроводники называются *акцепторными*.

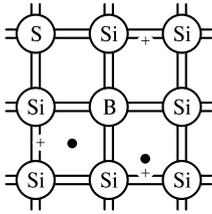


Рис. 1.6. Структура дырочного полупроводника

Структура акцепторного полупроводника для кремния с примесью бора (В) изображена на рис 1.6. Для германия и кремния акцепторами являются также индий (In), галлий (Ga) и алюминий (Al).

Бор трехвалентен и три его валентных электрона вступают в ковалентные связи с тремя атомами кремния. При этом в структуре дырочного полупроводника нет свободного заряда. Под действием незначительной тепловой энергии (намного меньшей, чем требуется для разрыва ковалентных связей) незаполненная связь приобретает электрон, который переходит из другой связи (см. рис. 1.6). При этом появляются свободная дырка и ион акцептора. Одновременно в полупроводнике наблюдается термогенерация, которая вызывает образование свободных зарядов типа электрон — дырка. За счет примесных атомов концентрация дырок p_p в этом полупроводнике значительно больше, чем электронов n_p , т.е. $p_p \gg n_p$.

Для полупроводника p-типа дырки являются основными носителями заряда, а электроны — неосновными.

Условие электрической нейтральности дырочного полупроводника определяется концентрацией дырок, электронов и ионов акцептора:

$$p_p = n_p + N_a^- \quad (1.3)$$

где N_a^- — концентрация ионов акцепторов.

Энергетическая диаграмма невырожденного полупроводника p-типа представлена на рис. 1.7. Ионизация акцептора здесь происходит за счет перехода электрона из валентной зоны на акцепторный уровень, расположенный вблизи потолка валентной зоны.

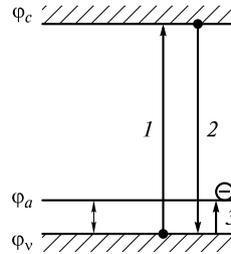


Рис. 1.7. Энергетическая диаграмма полупроводника p-типа:

1 — процесс термогенерации; 2 — процесс рекомбинации; 3 — процесс ионизации акцептора; Φ_a — энергия акцепторного уровня

1.1.3. Эффективная масса

Совокупность электронов в твердом теле можно представить в виде электронного газа, заключенного в «сосуде», образованном

внешними гранями кристалла. Наличие в этом «сосуде» множества атомов (узлов решетки) приводит к тому, что свойства электронов в твердом теле отличаются от их свойств в свободном пространстве — вакууме.

Одно из важнейших таких отличий состоит в том, что масса электрона в твердом теле отличается от его массы в вакууме, поэтому в теории твердого тела используется понятие эффективной массы.

Эффективная масса ($m_{эф}$) отражает тот факт, что при наличии внешнего электрического поля электроны передвигаются не только под воздействием этого поля, но и под воздействием периодического поля решетки.

Введение понятия эффективной массы позволяет описывать движение электронов в твердом теле как свободное их перемещение без учета периодического поля решетки. Эффективная масса (в отличие от массы покоя) может быть положительной или отрицательной, а также равной нулю или бесконечности.

Движение электронов в кристалле аналогично движению тела в жидкости, только роль архимедовой силы в нем играет внутреннее электрическое поле решетки. Сила этого поля может значительно превышать силу внешнего электрического поля. Физическими причинами парадоксального поведения электронов в твердом теле являются их волновая природа и огромные значения периодических электрических полей вблизи атомных остовов. Эффективные массы электрона вблизи дна зоны проводимости m_n и дырки около потолка валентной зоны m_p всегда положительные [6].

1.1.4. Распределение свободных носителей зарядов по энергетическим зонам

Для вычисления концентрации свободных носителей зарядов необходимо знать вероятность нахождения свободного заряда на уровне с определенной энергией, которая определяется с помощью распределения Ферми — Дирака, имеющего для электронов следующий вид:

$$f_{\varphi_n} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varphi - \varphi_F}{\varphi_T}\right) + 1}. \quad (1.4)$$

Здесь φ_F — вспомогательный уровень, называемый уровнем Ферми, вероятность заполнения которого электронами при любой температуре равна 0,5, а температурный (тепловой) потенциал

$$\varphi_T = \frac{kT}{e} = \frac{T}{11600},$$

где e — элементарный заряд.

В состоянии равновесия в полупроводниках и полупроводниковых приборах уровень Ферми всегда горизонтальный, несмотря на разнородность системы. Физически температурный потенциал φ_T определяет среднюю тепловую энергию свободных зарядов, выраженную в электрон-вольтах [6].

Формула для вычисления распределения дырок в валентной зоне материала аналогична выражению (1.4), но с изменением знака показателя экспоненты на противоположный.

1.2. Концентрация носителей зарядов в полупроводниках

Определим концентрацию свободных электронов в зоне проводимости [6] по формуле

$$n = 2 \int_{\varphi_c}^{\infty} g(\varphi) f_{\varphi_n}(\varphi) d\varphi, \quad (1.5)$$

где $g(\varphi)$ — функция плотности состояний электронов в зоне проводимости.

Физически величина $g(\varphi)$ представляет собой количество состояний, приходящихся на единицу энергии в единице объема материала, и для зоны проводимости определяется по формуле

$$g(\varphi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi m_n}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{(\varphi - \varphi_c)}, \quad (1.6)$$

где m_n — эффективная масса электрона; h — постоянная Планка.

Цифра 2 в выражении (1.5) соответствует принципу Паули.

Подставив выражения (1.4) и (1.6) в формулу (1.5), найдем концентрацию свободных электронов в зоне проводимости невырожденного полупроводника:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{\varphi_c - \varphi_F}{\varphi_T}\right). \quad (1.7)$$

Здесь эффективная плотность состояний электронов в зоне проводимости

$$N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n e \varphi_T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}. \quad (1.8)$$

Физически эффективная плотность состояний определяет максимальное число электронов в зоне проводимости при условии, что уровень Ферми совпадает с дном зоны проводимости:

$$N_c = n_{\max}. \quad (1.9)$$

Аналогично находим концентрацию свободных дырок в валентной зоне φ_v [31]:

$$p = N_v \exp\left(-\frac{\Phi_F - \Phi_v}{\Phi_T}\right). \quad (1.10)$$

Здесь эффективная плотность состояний дырок в валентной зоне

$$N_v = 2 \left(\frac{2\pi m_p e \Phi_T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (1.11)$$

где m_p — эффективная масса дырки.

Если уровень Ферми совпадает с потолком валентной зоны, $N_v = p_{\max}$.

Если концентрация свободных носителей зарядов мала по сравнению с эффективной плотностью состояний электронов и дырок, т.е. $n \ll N_c$, $p \ll N_v$, то данные полупроводники являются невырожденными.

Формулы (1.7) и (1.10) справедливы для любого невырожденного полупроводника. Перемножив эти формулы, получим выражение

$$np = N_c N_v \exp\left(-\frac{\Phi_z}{\Phi_T}\right), \quad (1.12)$$

где $\Phi_z = \Phi_c - \Phi_v$ — ширина запрещенной зоны полупроводника.

Произведение концентраций электронов и дырок зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника, и оно постоянно при заданной температуре. Так как для собственного полупроводника $n_i = p_i$, то формулу (1.12) можно представить в виде соотношения

$$np = n_i^2, \quad (1.13)$$

которое называется *законом действующих масс*. Таким образом, в любом невырожденном полупроводнике при температуре $T \neq 0$ всегда имеются и равновесные свободные электроны, и равновесные свободные дырки, при этом их произведение при любой температуре, отличной от нуля, равно квадрату концентрации свободных зарядов полупроводника.

С помощью формулы (1.12) для собственного полупроводника найдем выражение для определения концентрации свободных зарядов:

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{\Phi_z}{2\Phi_T}\right). \quad (1.14)$$

Из формулы (1.14) следует, что концентрация свободных зарядов n_i зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника и температуры: чем больше ширина запрещенной зоны, тем меньше концентрация свободных зарядов. Согласно формуле (1.14) температурная зависимость концентрации свободных зарядов n_i определяется в основном значением экспоненты. Эту зависимость удобно изображать в полупологарифмическом масштабе как функцию $\ln n_i(1/T)$, поскольку в этом случае она отображается прямой линией (рис. 1.8), тангенс

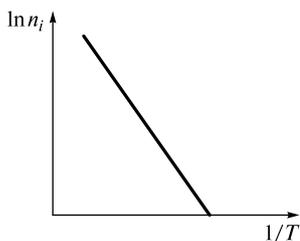


Рис. 1.8. Зависимость концентрации свободных носителей зарядов от температуры для собственного полупроводника

угла наклона которой пропорционален ширине запрещенной зоны. Небольшое отклонение от прямой линии в реальных полупроводниках связано с зависимостью от температуры значений N_c и N_v , а также наличием температурной зависимости для ширины запрещенной зоны.

Определим положение уровня Ферми в собственном полупроводнике, используя формулы (1.7), (1.8) и приняв при этом $n_i = p_i$:

$$\varphi_{Fi} = \frac{\varphi_c + \varphi_v}{2} + \varphi_T \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad (1.15)$$

Чтобы указать полученный потенциал на энергетической диаграмме полупроводника, необходимо задаться уровнем отсчета. Примем за исходный уровень, например потолок валентной зоны, т.е. будем считать, что $\varphi_v = 0$. Тогда относительно этого уровня можно считать $\varphi_c = \varphi_3$, и подставив эти значения в выражение (1.15), получим:

$$\varphi_{Fi} = \frac{\varphi_3}{2} + \varphi_T \ln \frac{N_v}{N_c}. \quad (1.16)$$

Из формулы (1.16) следует, что при $T = 0$ К уровень Ферми в собственном полупроводнике находится посередине запрещенной зоны, что справедливо и для других значений температуры, так как второе слагаемое в формуле (1.16) для большинства практических случаев очень мало.

Электронный полупроводник. Температурная зависимость концентрации электронов в электронном невырожденном полупроводнике в полулогарифмическом масштабе представлена на рис. 1.9, а. Эта зависимость состоит из трех областей.

В области низких температур AB (рис. 1.9, а) отсутствует термогенерация, и свободные заряды появляются только за счет ионизации доноров, т.е. $n_n = N_g^+$. С ростом температуры концентрация основных зарядов на этом участке увеличивается. При температуре T_s , называемой температурой насыщения, все примесные атомы оказываются ионизированными, и $n_n = N_g$, так как концентрация доноров ограничена.

Основной является область рабочих температур BC , называемая также областью насыщения, или областью истощения примесей, так как диапазон рабочих температур всех современных полупроводниковых приборов располагается между значениями T_i и T_s . Благодаря высокой концентрации доноров на участке BC значение

$$n_n \approx N_g \quad (1.17)$$

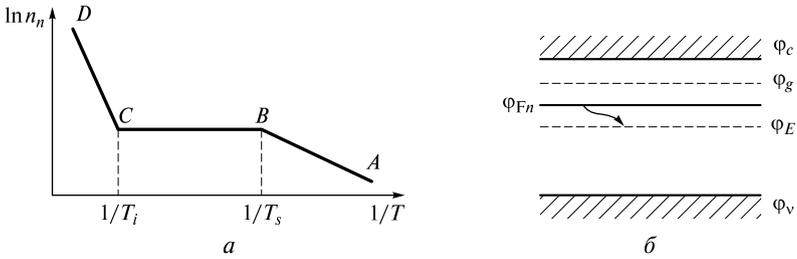


Рис. 1.9. Температурная зависимость концентрации основных зарядов в электронном полупроводнике (а) и его энергетическая диаграмма с уровнем Ферми (б):

φ_{Fn} — энергия уровня Ферми электронного полупроводника; φ_E — энергия середины запрещенной зоны

и оно мало зависит от температуры. Однако на этом участке уже наблюдается генерация пар электрон — дырка и, следовательно, появляются неосновные заряды — дырки. Согласно закону действующих масс концентрация неосновных зарядов

$$p_n \approx \frac{n_i^2}{N_g}. \quad (1.18)$$

На участке BC имеется сильная зависимость концентрации неосновных зарядов от температуры, что является причиной температурной нестабильности полупроводниковых приборов. Верхняя температура T_i для участка BC , определяемая из условия

$$n_i = N_g, \quad (1.19)$$

зависит от концентрации примесей и ширины запрещенной зоны.

В области высоких температур CD высокий уровень термогенерации, поэтому концентрация электронов и дырок здесь становится сначала сравнимой, а в дальнейшем одинаковой. Следовательно, эта область соответствует собственной проводимости, что при высоких температурах $T > T_i$ означает превращение примесного полупроводника в собственный.

Для невырожденного электронного полупроводника положение уровня Ферми на участке рабочих температур определяется из равенства (1.17), прологарифмировав которое получим следующее выражение:

$$\varphi_{Fn} = \varphi_c - \varphi_T \ln \frac{N_c}{N_g}. \quad (1.20)$$

Из уравнения (1.20) следует, что уровень Ферми в электронном невырожденном полупроводнике n -типа находится ниже дна зоны проводимости, а с повышением температуры уровень Ферми опускается к середине запрещенной зоны, при этом всегда оставаясь в ее верхней половине (рис. 1.9, б).