

1 ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

Современные электронные устройства, для того, чтобы отвечать требованиям миниатюризации и микроминиатюризации, строятся, в основном, на полупроводниковых приборах.

Характерными особенностями полупроводников является резко выраженная зависимость удельной электропроводности от температуры, от количества и природы вводимых примесей, а также ее изменение под влиянием электрического поля, света, ионизирующего излучения и других факторов.

1.1 Энергетические уровни и зоны

В соответствии с квантовой теорией энергия электрона, вращающегося по своей орбите вокруг ядра, не может принимать произвольных значений. Электрон может иметь только вполне определенные дискретные или квантованные значения энергии и дискретные значения орбитальной скорости. Поэтому электрон может двигаться вокруг ядра только по определенным (разрешенным) орбитам (рисунок 1.1).

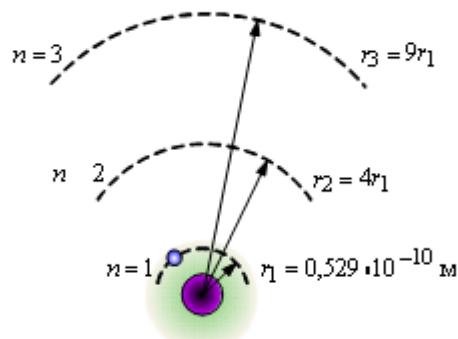


Рисунок 1.1 – Разрешение орбиты электронов в атоме водорода

Каждой орбите соответствует строго определенная энергия электрона, или энергетический уровень. Энергетические уровни отделены друг от друга запрещенными интервалами (рисунок 1.2). Согласно принципу Паули на одном энергетическом уровне не может находиться более двух электронов, причем спины этих электронов должны быть противоположны. В невозбужденном состоянии электроны в атоме находятся на ближайших к ядру орbitах и в таком состоянии находятся до тех пор, пока какое-либо внешнее воздействие не сообщит атому добавочную энергию. При поглощении энергии атомом какой-

либо электрон может перейти на один из более высоких свободных уровней, либо вовсе может покинуть атом, став свободным носителем электрического заряда, а атом при этом превращается из нейтрального в положительно заряженный ион.

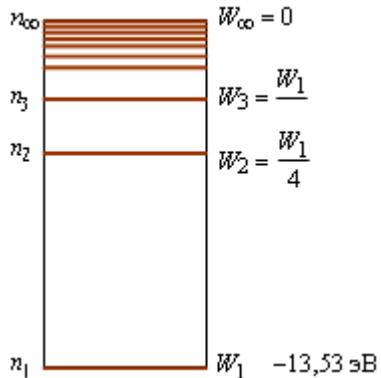


Рисунок 1.2 – Энергетические уровни атома водорода

1.2 Проводники, полупроводники и диэлектрики

В твердых телах атомы вещества могут образовывать так называемую кристаллическую решетку, когда соседние атомы удерживаются межатомными силами на определенном расстоянии друг от друга в точках равновесия этих сил, называемых узлами кристаллической решетки. Под действием тепла атомы, не имея возможности перемещаться, совершают колебательные движения относительно положения равновесия.

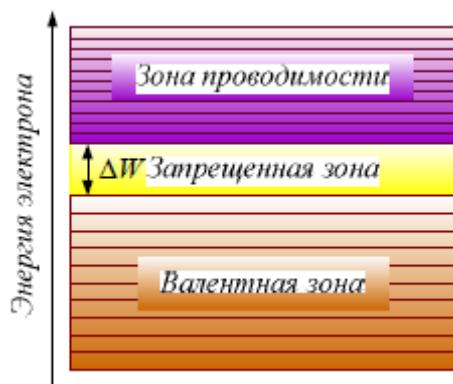


Рисунок 1.3 – Расщепление энергетических уровней электронов в твердых телах

В отличие от газа соседние атомы в твердых телах так близко находятся друг к другу, что их внешние электронные оболочки соприкасаются или, даже, перекрываются. В результате этого в твердых телах происходит расщепление энергетических уровней электронов на большое количество, почти сливающихся, подуровней (рисунок 1.3), образующих энергетические зоны. Разрешенная

зона, в которой при температуре абсолютного нуля все энергетические зоны заняты электронами, называется валентной.

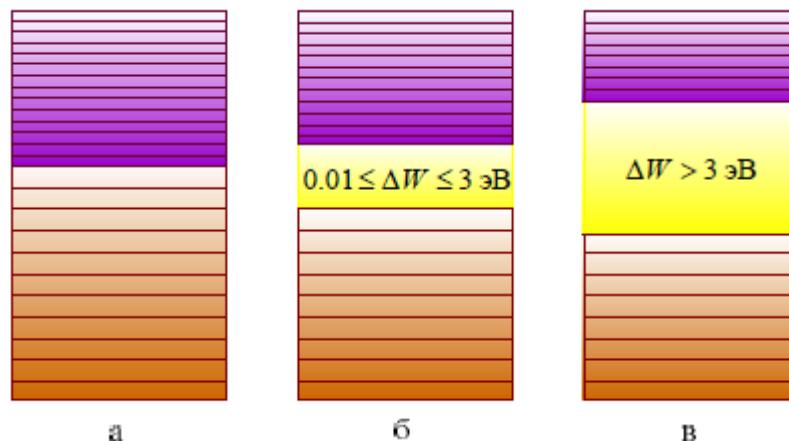


Рисунок 1.4 – Зонный энергетических диаграммы различных твердых тел:
а – проводник, б – полупроводник, в – диэлектрик

Ширина запрещенной зоны является основным параметром, характеризующим свойства твердого тела (рисунок 1.4). Вещества, у которых ширина запрещенной энергетической зоны $0,01 \leq \Delta W \leq 3 \text{ эВ}$, относятся к полупроводникам, а при $\Delta W > 3 \text{ эВ}$ – к диэлектрикам. У металлов (проводников) запрещенная зона отсутствует. В полупроводниковой электронике широкое применение получили германий Ge ($\Delta W = 0,67 \text{ эВ}$) и кремний Si ($\Delta W = 1,12 \text{ эВ}$) – элементы 4-й группы периодической системы элементов Менделеева, а также арсенид галлия GaAs ($\Delta W = 1,43 \text{ эВ}$).

Всего лишь около 10 лет назад в качестве доступного материала для полупроводниковых приборов стал рассматриваться карбид кремния SiC, что стало возможным благодаря развитию технологии выращивания кристаллов требуемого размера в необходимых количествах. Ширина запрещенной зоны у карбида кремния $\Delta W = 2,4 \dots 3,4 \text{ эВ}$ для разных политипов.

Подобно тому, как в отдельном атоме электроны могут переходить с одного энергетического уровня на другой свободный уровень, электроны в твердом теле могут совершать переходы внутри разрешенной зоны при наличии в ней свободных уровней, а также, переходить из одной разрешенной зоны в другую. Плотность уровней в разрешенных зонах очень велика, поэтому для перемещения электрона с одного уровня на другой, внутри разрешенной зоны, требуется очень малая энергия, порядка $10^{-8} \dots 10^{-4} \text{ эВ}$. Последнее может быть следствием тепловых колебаний атомов; ускорений электронов, даже под действием

слабых внешних электрических полей; попадания в атом кванта световой энергии фотона, а также, ряда других видов внешних воздействий.

Для перехода электрона из низшей энергетической зоны в высшую требуется затратить энергию, равную ширине запрещенной зоны. При ширине запрещенной зоны в несколько электрон-вольт внешнее электрическое поле практически не может перевести электрон из валентной зоны в зону проводимости, так как энергия, приобретаемая электроном, движущимся ускоренно на длине свободного пробега, недостаточна для преодоления запрещенной зоны. Длиной свободного пробега является расстояние, проходимое электроном между двумя соударениями с атомами кристаллической решетки.

Таким образом, способность твердого тела проводить ток под действием электрического поля зависит от структуры энергетических зон и степени их заполнения электронами.

Необходимым условием возникновения электрической проводимости в твердом теле является наличие в разрешенной зоне свободных или не полностью занятых энергетических уровней. Так, в металлах зона проводимости частично заполнена и под действием температуры электроны могут переходить из полностью заполненных зон в зону проводимости. Однако их концентрация всегда мала по сравнению с концентрацией валентных электронов. Поэтому концентрация электронов в металлах практически не зависит от температуры и зависимость электропроводности металлов от температуры обусловлена только подвижностью электронов, которая уменьшается с увеличением температуры из-за увеличения амплитуды колебания атомов в кристаллической решетке, что влечет за собой уменьшение длины свободного пробега электрона.

У диэлектриков и полупроводников, в отличие от металлов, нет частично заполненных зон. При температуре абсолютного нуля валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости совершенно пуста, поэтому эти вещества проводить ток не могут. Однако если этому веществу сообщить достаточное количество энергии, то электроны, приобретая дополнительное количество энергии, могут преодолеть ширину запрещенной зоны и перейти в зону проводимости. В этом случае вещество приобретает некоторую электропроводность, которая возрастает с ростом температуры.

1.3 Собственная электропроводность полупроводников

Рассмотрим строение полупроводникового материала, получившего наиболее широкое распространение в современной электронике, – кремния (Si). В кристалле этого полупроводника атомы располагаются в узлах кристаллической решетки, а электроны наружной электронной оболочки образуют устойчи-

вые ковалентные связи, когда каждая пара валентных электронов принадлежит одновременно двум соседним атомам и образует связывающую эти атомы силу. Так как у элементов IV группы на наружной электронной оболочке располагаются по четыре валентных электрона, то в идеальном кристалле полупроводника все ковалентные связи заполнены, и все электроны прочно связаны со своими атомами (рисунок 1.5).

При температуре абсолютного нуля ($T = 0 \text{ K}$) все энергетические состояния внутренних зон и валентная зона занята электронами полностью, а зона проводимости совершенно пуста. Поэтому в этих условиях кристалл полупроводника является практически диэлектриком.

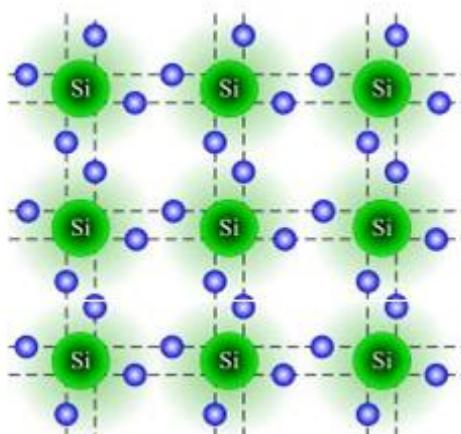


Рисунок 1.5 – Структура связей атома кремния в кристаллической решетке

При температуре $T > 0 \text{ K}$ в результате увеличения амплитуды тепловых колебаний атомов в узлах кристаллической решетки дополнительной энергии, поглощенной каким-либо электроном, может оказаться достаточно для разрыва ковалентной связи и перехода в зону проводимости, где электрон становится свободным носителем электрического заряда (рисунок 1.6).

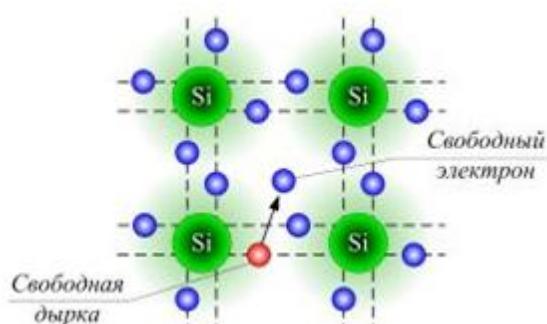


Рисунок 1.6 – Генерация пары носителей заряда «электрон-дырка»

Электроны хаотически движутся внутри кристаллической решетки и представляют собой, так называемый электронный газ. Электроны при своем

движении сталкиваются с колеблющимися в узлах кристаллической решетки атомами, а в промежутках между столкновениями они движутся прямолинейно и равномерно.

Одновременно с этим у того атома полупроводника, от которого отделился электрон, возникает незаполненный энергетический уровень в валентной зоне, называемый дыркой. Дырка представляет собой единичный положительный электрический заряд и может перемещаться по всему объему полупроводника под действием электрических полей, по законам диффузии в результате разности концентраций носителей заряда в различных зонах полупроводника, а также участвовать в тепловом движении.

Таким образом, в идеальном кристалле полупроводника при нагревании могут образовываться пары носителей электрических зарядов «электрон – дырка», которые обуславливают появление собственной электрической проводимости полупроводника.

Процесс образования пары «электрон – дырка» называют генерацией свободных носителей заряда. После своего образования пара «электрон – дырка» существует в течение некоторого времени, называемого временем жизни носителей электрического заряда.

В течение этого промежутка времени носители участвуют в тепловом движении, взаимодействуют с электрическими и магнитными полями как единичные электрические заряды, перемещаются под действием градиента концентрации, а затем рекомбинируют, т. е. электрон восстанавливает ковалентную связь. При рекомбинации электрона и дырки происходит высвобождение энергии. В зависимости от того, как расходуется эта энергия, рекомбинацию можно разделить на два вида: излучательную и безызлучательную.

Излучательной является рекомбинация, при которой энергия, освобождающаяся при переходе электрона на более низкий энергетический уровень, излучается в виде кванта света – фотона.

При безызлучательной рекомбинации избыточная энергия передается кристаллической решетке полупроводника, т. е. избыточная энергия идет на образование фононов – квантов тепловой энергии.

Следует отметить, что генерация пар носителей «электрон – дырка» и появление собственной электропроводности полупроводника может происходить не только под действием тепловой энергии, но и при любом другом способе энергетического воздействия на полупроводник – квантами лучистой энергии, ионизирующим излучением и т. д.

1.4 Распределение электронов по энергетическим уровням

При неизменном температурном состоянии полупроводника распределение электронов по энергетическим уровням подчиняется квантовой статистике Ферми-Дирака. С её помощью можно определить концентрацию электронов в зоне проводимости, дырок в валентной зоне и определить зависимость удельной электропроводности полупроводника от температуры, наличия примесей и других факторов.

Вероятность заполнения электроном энергетического уровня W при температуре T определяется функцией распределения Ферми:

$$f_n(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W - W_F}{k \cdot T}}} \quad (1.1)$$

где T – температура в градусах Кельвина;

k – постоянная Больцмана ($\approx 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж);

W_F – энергия уровня Ферми (средний энергетический уровень, вероятность заполнения которого равна 0,5 при $T = 0 K$).

Соответственно функция $1 - f_n(W)$ определяет вероятность того, что квантовое состояние с энергией E свободно от электрона, т. е. занято дыркой

$$f_p(W) = 1 - f_n(W) = \frac{1}{1 + e^{\frac{W_F - W}{k \cdot T}}} \quad (1.2)$$

Вид этих функций представлен на рисунке 1.7. При температуре $T = 0 K$ функция распределения Ферми имеет ступенчатый характер. Это означает, что при $T = 0 K$ все энергетические уровни, находящиеся выше уровня Ферми, свободны.

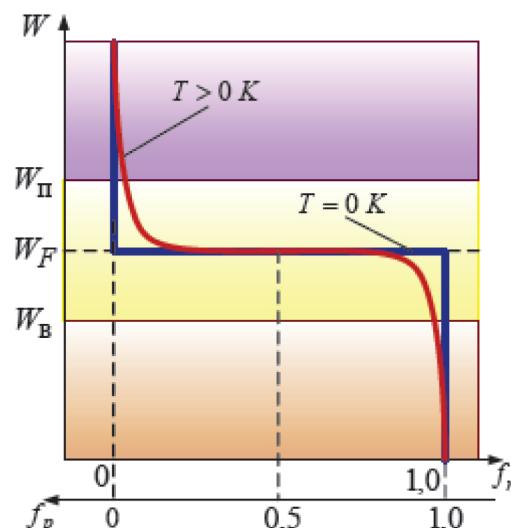


Рисунок 1.7 – Распределение электронов по энергетическим уровням для чистого полупроводника

При $T > 0 \text{ K}$ увеличивается вероятность заполнения электроном энергетического уровня, расположенного выше уровня Ферми. Поэтому ступенчатый характер функции распределения сменяется на более плавный в сравнительно узкой области энергий, близких к W_F .

1.5 Примесная электропроводность полупроводников

Электропроводность полупроводника может обуславливаться не только генерацией пар носителей «электрон – дырка» вследствие какого-либо энергетического воздействия, но и введением в структуру полупроводника определенных примесей.

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

1.5.1 Донорные примеси

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.

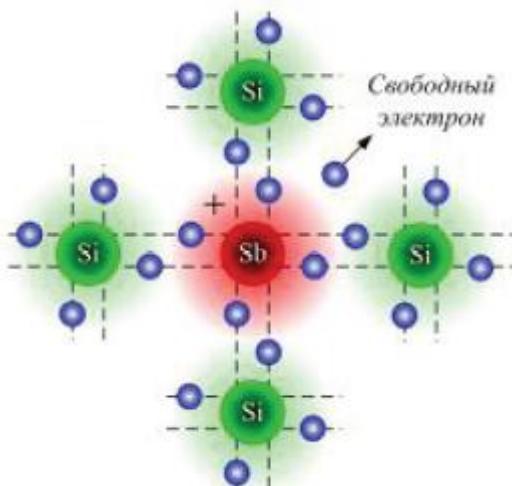


Рисунок 1.8 – Структура полупроводника с донорными примесями

Рассмотрим монокристалл полупроводника, например кремния, в кристаллическую решетку которого введено некоторое количество атомов примеси (рисунок 1.8), например сурьмы (Sb), находящейся в V группе периодической системы элементов Менделеева. Атом примеси располагается в узле кристаллической решетки, а его валентные электроны устанавливают прочные ковалентные связи с соседними атомами полупроводника. Но поскольку у атома сурьмы на наружной электронной оболочке находятся пять валентных электро-

нов, то четыре из них устанавливают ковалентные связи с четырьмя соседними атомами кремния, подобно существующим связям в основных атомах кристаллической решетки. А пятый валентный электрон такой связи установить не может, так как в атомах кремния все свободные связи (уровни) уже заполнены. Поэтому связь с ядром этого пятого электрона атома примеси слабее по сравнению с другими электронами.

Под действием теплового колебания атомов кристаллической решетки связь этого электрона с атомом легко разрушается, и он переходит в зону проводимости, становясь при этом свободным носителем электрического заряда (рисунок 1.9, а).

Атом примеси, потеряв один электрон, становится положительно заряженным ионом с единичным положительным зарядом. Но он остается в узле кристаллической решетки, и в отличие от «дырки», тоже имеющей единичный положительный заряд, он не может перемещаться внутри кристалла, так как связан с соседними атомами полупроводника межатомными связями, и может лишь совершать колебательные движения около положения равновесия в узле кристаллической решетки. При этом электрическая нейтральность кристалла полупроводника не нарушается, так как заряд каждого электрона, перешедшего в зону проводимости, уравновешивается положительно заряженным ионом примеси. Таким образом, полупроводник приобретает свойство примесной электропроводности, обусловленной наличием свободных электронов в зоне проводимости. Этот вид электропроводности называется электронной и обозначается буквой *n* (негативная, отрицательная проводимость), а полупроводники с таким типом проводимости называются полупроводниками *n*-типа.

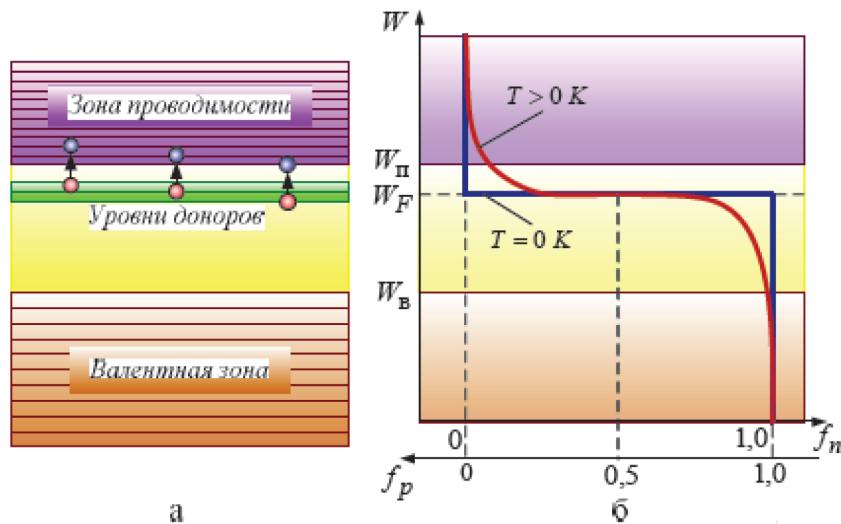


Рисунок 1.9 – Зонная диаграмма (а) и распределение электронов по энергетическим уровням (б) полупроводника с донорными примесями

В отличие от идеальных, чистых полупроводников диаграмма распределения электронов по энергетическим уровням в полупроводниках n-типа изменяется (рисунок 1.9, б). Уровень Ферми W_F в этом случае будет смещаться вверх, к границе зоны проводимости W_n , так как малейшее приращение энергии электрона приводит к его переходу в зону проводимости.

1.5.2 Акцепторные примеси

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.

Если в кристаллическую решетку полупроводника кремния ввести атомы примеси, например индия (In), принадлежащего к III группе периодической системы элементов Менделеева, и, следовательно, имеющего на наружной электронной оболочке три валентных электрона, то эти три валентных электрона устанавливают прочные ковалентные связи с тремя соседними атомами кремния из четырех (рисунок 1.10).

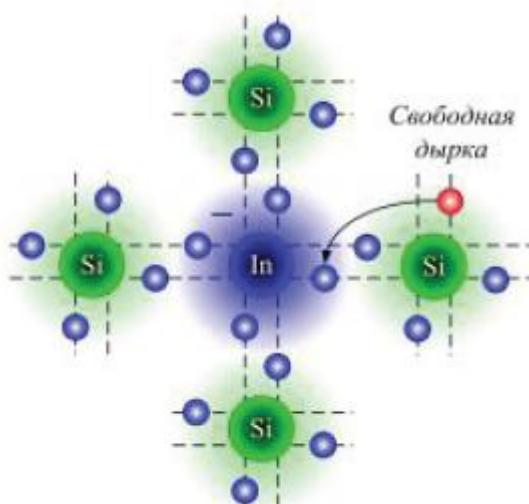


Рисунок 1.10 – Структура полупроводника с акцепторными примесями.

Одна из связей остается не заполненной из-за отсутствия необходимого электрона у атома примеси. Поэтому заполнение этой свободной связи может произойти за счет электрона, перешедшего к атому примеси от соседнего атома основного полупроводника при нарушении какой-либо связи. При этом атом примеси, приобретая лишний электрон, становится отрицательно заряженным ионом, а дырка, образовавшаяся в атоме основного полупроводника, имея единичный положительный заряд, может перемещаться от одного атома полупроводника к другому внутри кристалла, участвуя в тепловом движении; взаимодействуя с электрическими и магнитными полями, а также под действием грави-

диента концентрации. Такой тип проводимости называется дырочным и обозначается буквой p (позитивный, положительный тип проводимости), а полупроводник называется полупроводником p -типа.

Следует отметить, что отрицательно заряженные ионы акцепторной примеси в полупроводнике p -типа не могут перемещаться внутри кристалла, так как находятся в узлах кристаллической решетки и связаны межатомными связями с соседними атомами полупроводника. В целом полупроводниковый кристалл остается электрически нейтральным, так как количеству образовавшихся дырок строго соответствует количество отрицательно заряженных ионов примеси. Для полупроводника p -типа диаграмма распределения электронов по электрическим уровням будет иметь вид, представленный на рисунке 1.11, а.

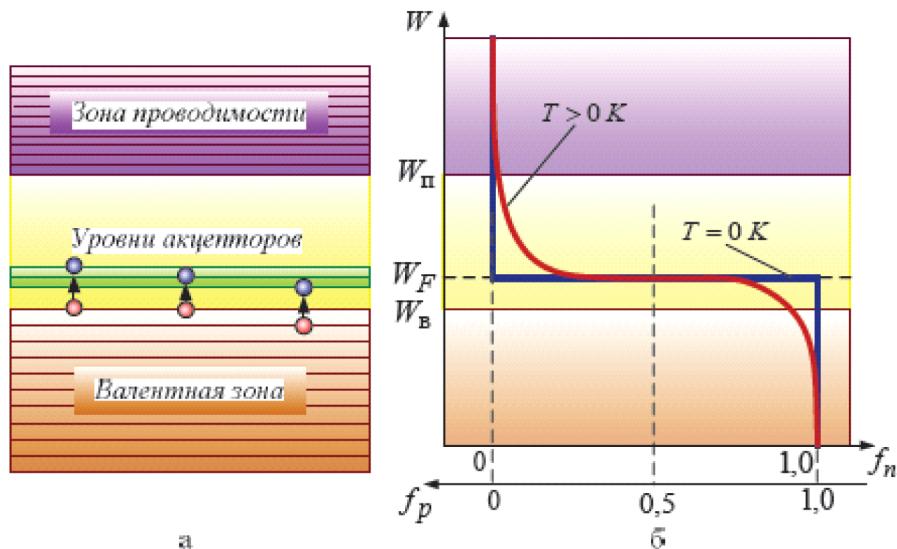


Рисунок 1.11 – Зонная диаграмма (а) и распространение электронов по энергетическим уровням (б) полупроводника с акцепторными примесями.

Вероятность захвата электрона и перехода его в валентную зону возрастает в полупроводниках p -типа, поэтому уровень Ферми W_F здесь смешается вниз, к границе валентной зоны (рисунок 1.11, б).

Следует отметить, что при очень больших концентрациях примесей в полупроводниках уровень Ферми может даже выходить за пределы запрещенной зоны либо в зону проводимости (в полупроводниках n -типа) либо в зону валентную (в полупроводниках p -типа). Такие полупроводники называются вырожденными.

1.6 Процессы переноса зарядов в полупроводниках

В полупроводниках процесс переноса зарядов может наблюдаться при наличии электронов в зоне проводимости и при неполном заполнении электронами валентной зоны. При выполнении данных условий и при отсутствии гра-

диента температуры перенос носителей зарядов возможен либо под действием электрического поля, либо под действием градиента концентрации носителей заряда.

1.6.1 Дрейф носителей заряда

Дрейфом называют направленное движение носителей заряда под действием электрического поля.

Электроны, получая ускорение в электрическом поле, приобретают на средней длине свободного пробега добавочную составляющую скорости, которая называется дрейфовой скоростью $v_{n\ dp}$, к своей средней скорости движения.

Дрейфовая скорость электронов мала по сравнению со средней скоростью их теплового движения в обычных условиях. Плотность дрейфового тока:

$$J_{n\ dp} = q \cdot N_n \cdot v_{n\ dp}, \quad (1.3)$$

где N_n – концентрация электронов в 1 см³;

q – заряд электрона.

Дрейфовая скорость, приобретаемая электроном в поле единичной напряженности $E = 1 \frac{B}{cm}$, называется *подвижностью*:

$$\mu = \frac{v_{n\ dp}}{E}. \quad (1.4)$$

Поэтому плотность дрейфового тока электронов

$$J_{n\ dp} = q \cdot N_n \cdot \mu \cdot E. \quad (1.5)$$

Составляющая электрического тока под действием внешнего электрического поля называется *дрейфовым током*. Полная плотность дрейфового тока при наличии свободных электронов и дырок равна сумме электронной и дырочной составляющих:

$$J_{dp} = J_{n\ dp} + J_{p\ dp} = q \cdot E \cdot (N_n \cdot \mu_n + N_p \cdot \mu_p), \quad (1.6)$$

где E – напряженность приложенного электрического поля;

N_p – концентрация дырок.

Удельная электрическая проводимость σ равна отношению плотности дрейфового тока к величине напряженности электрического поля E , вызвавшего этот ток:

$$\sigma = \frac{J_{\partial p}}{E}, \quad (1.7)$$

то есть электропроводность твердого тела зависит от концентрации носителей электрического заряда n и от их подвижности μ .

1.6.2 Диффузия носителей заряда

При неравномерном распределении концентрации носителей заряда в объеме полупроводника и отсутствии градиента температуры происходит *диффузия* – движение носителей заряда из-за градиента концентрации, т. е. происходит выравнивание концентрации носителей заряда по объему полупроводника.

Из курса физики известно, что плотность потока частиц при диффузии (число частиц, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную направлению градиента концентрации) пропорциональна градиенту концентрации этих частиц:

$$\Phi_m = -D_m \cdot \text{grad}(m), \quad (1.8)$$

где D_m – коэффициент диффузии, равный абсолютному значению отношения плотности потока частиц к градиенту их концентрации.

Знаки правой и левой части в выражении (1.8) различны, т. к. вектор градиента концентрации направлен в сторону возрастания аргумента, а частицы диффундируют туда, где их меньше, т. е. против градиента концентрации.

Поскольку любое направленное движение одноименно заряженных частиц есть электрический ток, то плотность электронной составляющей диффузионного тока может быть получена путем умножения правой части выражения (1.8) на заряд электрона. Электроны диффундируют против вектора градиента концентрации и имеют отрицательный заряд. Вследствие этого направление вектора плотности диффузионного тока электронов должно совпадать с направлением вектора градиента концентрации электронов:

$$J_{n_{\text{diff}}} = q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx}, \quad (1.9)$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов,

$\frac{dn}{dx}$ – градиент концентрации электронов.

Заряд дырок положителен, вследствие этого направление вектора плотности диффузационного тока дырок должно совпадать с направлением их диффузии, т. е. противоположно направлению вектора градиента концентрации дырок. Следовательно, в правой части должен сохраняться знак минус:

$$J_{p\text{diff}} = -q \cdot D_p \cdot \frac{dp}{dx}, \quad (1.10)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок,

$\frac{dp}{dx}$ – градиент концентрации дырок.

Полная плотность диффузационного тока, обусловленная направленным перемещением носителей электрического заряда из мест с большей концентрацией в места, где их концентрация меньше, определяется как

$$J_{\text{diff}} = q \cdot \left(D_n \cdot \frac{dn}{dx} - D_p \cdot \frac{dp}{dx} \right). \quad (1.11)$$

Одновременно с процессом диффузии носителей заряда происходит процесс их рекомбинации. Поэтому избыточная концентрация уменьшается в направлении от места источника этой избыточной концентрации.

Расстояние, на котором при одномерной диффузии в полупроводнике без электрического поля в нем избыточная концентрация носителей заряда уменьшается в результате рекомбинации в e раз, называется *диффузационной длиной* L . Иначе, это расстояние, на которое диффундирует носитель за время жизни.

Диффузационная длина L связана со временем жизни носителей соотношениями

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}; \quad L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}, \quad (1.12)$$

где τ_n и τ_p – время жизни электронов и дырок, соответственно.