

ЛЕКЦИЯ 1. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ. БЕСПРИМЕСНЫЕ И ПРИМЕСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Полупроводники занимают по электропроводности промежуточное положение между металлами (проводниками электрического тока) и диэлектриками. В соответствии с принципами квантовой механики электроны атома могут обладать определенными значениями энергии или находиться на определенных (разрешенных) энергетических уровнях (рис. 1.1).

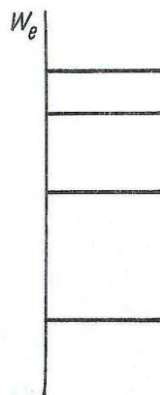


Рис. 1.1. Энергетическая диаграмма изолированного атома.

В изолированном атоме существует конечное число энергетических уровней, на каждом из которых могут одновременно находиться не более двух электронов, различающихся направлением спиновых моментов. Электроны низших уровней сильно связаны с атомом. По мере увеличения энергии уровня, занимаемого электроном, эта связь ослабевает.

В отсутствие внешних воздействий, увеличивающих энергию электронов, атом находится в исходном (невозбужденном) состоянии, при котором все низшие энергетические уровни заняты электронами, а верхние — свободны. При наличии внешних

воздействий (тепловые кванты — фононы, кванты света — фотоны, электрическое или магнитное поле и др.) электроны атома приобретают дополнительную энергию и переходят на более высокие энергетические уровни (возбуждение атома) или вовсе освобождаются от атома и становятся свободными, не связанными с атомом (ионизация атома). При этом внешнему воздействию подвержены электроны высоких энергетических уровней, слабее связанные с атомом.

Согласно квантовой теории, энергетическая диаграмма группы близко расположенных однотипных атомов претерпевает изменения по сравнению с изолированным атомом (рис. 1.2).

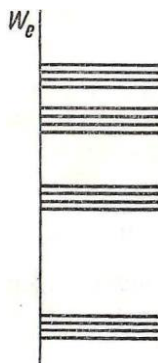


Рис. 1.2. Энергетическая диаграмма группы (четырёх) близко расположенных атомов.

Вследствие взаимодействия атомов друг с другом разрешенные уровни энергии электронов соседних атомов смещаются, образуя близко расположенные смещенные уровни энергии - подуровни. Подуровни образуют так называемые зоны разрешенных уровней энергии, которые отделены друг от друга запрещенными зонами. Число подуровней в каждой из разрешенных зон равно количеству атомов в группе.

Кристалл твердого тела характеризуется большим количеством близко расположенных атомов. Поэтому число подуровней, входящих в разрешенные зоны его энергетической диаграммы, довольно велико.

1.1. Носители заряда в беспримесных (чистых) полупроводниках

На электропроводность твердого тела оказывает существенное влияние расположение двух соседних зон разрешенных уровней энергии в верхней части энергетической диаграммы (рис. 1.2). В зависимости от электронной структуры атома между соседними зонами разрешенных уровней энергии либо может сохраниться запрещенная зона, либо ее может и не быть. Ширина запрещенной зоны определяет три класса кристаллических тел: проводники, диэлектрики и полупроводники. Расположение двух соседних зон разрешенных уровней энергии и верхней части их энергетических диаграмм приведено на рис. 1.3.

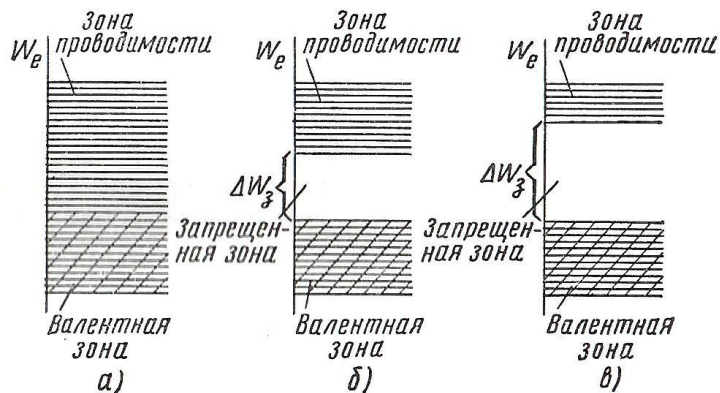


Рис. 1.3. Энергетическая диаграмма металла (а), полупроводника (б) и диэлектрика (в).

В металлах (рис. 1.3, а) энергетическая диаграмма представляет собой непрерывный спектр разрешенных значений энергии, а в полупроводниках и диэлектриках — прерывистый (рис. 1.3, б, в). В полупроводниках и диэлектриках зоны разрешенных значений энергии отделены запрещенной зоной энергии ΔW_z . На энергетических диаграммах рис. 1.3 можно выделить две характерные зоны разрешенных значений энергии: нижнюю (заполненную), или валентную зону, и верхнюю (свободную), или зону про-

водимости. В отсутствие внешних воздействий на электроны (электрического и магнитного полей, облучения квантами света), а также при $T = 0$ К все уровни энергии нижней зоны заполнены электронами, в верхней зоне электронов нет.

Рассмотрим различие в электропроводности указанных трех классов кристаллических тел с точки зрения особенностей их энергетических диаграмм.

В металлах зона проводимости непосредственно примыкает к валентной зоне (рис. 1.3, а). Электронам валентной зоны достаточно сообщить весьма малую энергию, чтобы перевести их в зону свободных уровней. Поэтому уже при воздействии только электрического поля в металле имеется большое число свободных (не связанных с атомами) электронов, которые и обеспечивают его высокую электрическую проводимость.

В полупроводниках (рис. 1.3, б) свободная зона отделена от валентной зоны запрещенной зоной ΔW_z . Величина ΔW_z определяет энергию (в электрон-вольтах), которую нужно сообщить электрону, расположенному на верхнем энергетическом уровне в валентной зоне, чтобы перевести его на нижний энергетический уровень в зоне свободных уровней. Необходимость сообщения достаточной энергии для преодоления запрещенной зоны затрудняет переход электронов из валентной зоны в зону проводимости, что приводит к уменьшению числа свободных электронов в полупроводнике по сравнению с металлом и, как следствие, к уменьшению его электрической проводимости.

Способность преодоления электронами запрещенной зоны зависит от внешних факторов. Особенно значительно влияние температуры кристалла, которое проявляется воздействием на электроны атомов полупроводника тепловых квантов (фононов), излучаемых при тепловых колебаниях кристаллической решетки. Повышению температуры соответствует увеличение энергии фононов и рост числа электронов, способных получить необходимую энергию для преодоления запрещенной зоны. По этой причине с повышением температуры проводимость чистых полупроводников возрастает.

Ширина запрещенной зоны кристаллических твердых тел, относящихся к

полупроводникам, не превышает 3 эВ. Их электрическая проводимость возникает при температуре выше 80 – 100 К.

Диэлектрики (рис. 1.3, в) отличаются от полупроводников более широкой запрещенной зоной. У них $\Delta W_z > 3 \text{ эВ}$ и может достигать 6-10 эВ. В связи с этим проводимость диэлектриков мала и становится заметной лишь при температуре не ниже 400 – 800 °С или сильных электрических полях (пробой).

Наличие на энергетической диаграмме запрещенной зоны обуславливает особенности образования носителей заряда в полупроводниках по сравнению с металлами. Рассмотрим эти особенности на примере германия и кремния, получивших наибольшее распространение при изготовлении полупроводниковых приборов.

Германий и кремний принадлежат к IV группе Периодической системы элементов. На внешней оболочке их атомов находятся четыре валентных электрона. Ширина запрещенной зоны германия равна 0,72 эВ, кремния 1,12 эВ. Кристаллическая решетка этих полупроводников имеет одинаковую тетраэдрическую структуру. Двумерная модель кристаллической решетки имеет вид, показанный на рис. 1.4, а (на примере германия).

При отсутствии структурных дефектов и при $T = 0 \text{ К}$ четыре валентных электрона внешней электронной оболочки каждого атома участвуют в так называемых парноэлектронных или ковалентных связях с соседними атомами. При таком перекрытии каждые два электрона принадлежат двум соседним атомам и все четыре электрона внешней оболочки атома участвуют в создании парноэлектронных связей с соседними атомами. Парноэлектронные связи показаны на рис. 1.4, а в виде двух параллельных линий, связывающих атомы, расположенные в соседних узлах кристаллической решетки. Участие всех электронов атомов кристалла в создании ковалентных связей между атомами свидетельствует о нахождении электронов на уровнях энергии валентной зоны (рис. 1.3, б; 1.4, б).

Повышение температуры кристалла вызывает увеличение энергии фононов. При

некоторой температуре энергия фона становится достаточной для освобождения электрона от связей с атомами кристаллической решетки. Валентный электрон освобождается от связей и становится свободным (рис. 1.4, а). Освобождение электрона от связей с атомами соответствует на энергетической диаграмме его переходу с уровня валентной зоны на уровень зоны проводимости (рис. 1.4, б). Свободный электрон способен изменять свою энергию и перемещаться между узлами кристаллической решетки под воздействием электрического поля, т. е. участвовать в создании тока.

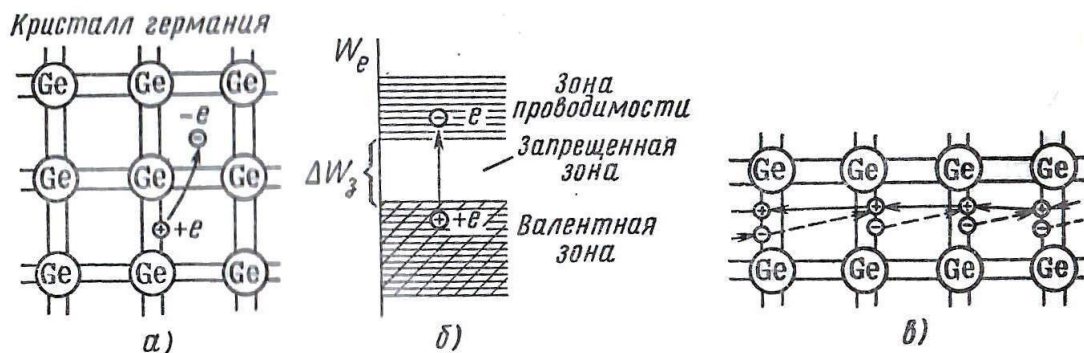


Рис. 1.4. Возникновение свободного электрона и дырки в кристалле полупроводника (а) и отражение этого процесса на энергетической диаграмме (б); схема движения дырки в кристалле полупроводника (в).

Образование свободного электрона сопровождается разрывом ковалентной связи между атомами и появлением в месте разрыва так называемой дырки (рис. 1.4, а). Отсутствие электрона в ковалентной связи равносильно появлению в данном месте положительного заряда, который и приписывают дырке. На энергетической диаграмме (рис. 1.4, б) образование дырки после перехода электрона в зону проводимости отождествляют с появлением вакантного уровня энергии в валентной зоне. Это позволяет электронам валентной зоны (находящимся в ковалентных связях с атомами) изменять энергию под воздействием электрического поля, т. е. перемещаться в кристалле от атома к атому и

участвовать в создании тока. Фактическое перемещение валентных электронов под воздействием внешнего электрического поля при их последовательном заполнении образовавшегося разрыва ковалентной связи формально может быть заменено движением дырки между узлами кристаллической решетки в противоположном направлении. Исчезновение дырки в одном месте кристалла и ее появление в другом учитывают (условно) как движение дырки (рис. 1.4, в).

Важность учета движения дырок как самостоятельных носителей заряда обуславливается различием в подвижностях свободных электронов и валентных электронов, перемещающихся по вакантным уровням энергии.

При температуре выше абсолютного нуля переход из валентной зоны в зону проводимости возможен у многих электронов. В результате этого процесса, получившего название термогенерации носителей заряда, в полупроводнике создается некоторая концентрация электронов n_i в свободной зоне и равная ей концентрация дырок p_i в валентной зоне (индекс i означает, что речь идет о чистых, беспримесных полупроводниках; при этом n_i и p_i называют собственными концентрациями носителей заряда в полупроводнике). Концентрация носителей заряда зависит от температуры кристалла, ширины запрещенной зоны и определяется зависимостью

$$n_i = p_i = A \cdot e^{-\frac{\Delta W_3}{2kT}} \quad (1.1)$$

где A - коэффициент, числовое значение которого зависит от рода кристалла; $k = 1,37 \cdot 10^{-23}$ Дж/К - постоянная Больцмана; T — абсолютная температура.

Из выражения (1.1) следует, что концентрация носителей заряда в полупроводнике и его электрическая проводимость увеличиваются с повышением температуры и уменьшаются с ростом ширины запрещенной зоны.

Электроны и дырки являются подвижными частицами. Постоянство их

концентрации, определяемой из соотношения (1.1), при неизменной температуре обуславливается тем, что в любом элементе объема полупроводника одновременно действуют два процесса: термогенерация носителей заряда, а также исчезновение электронов и дырок за счет возвращения электронов из зоны проводимости на вакантные уровни валентной зоны (рекомбинация носителей заряда). Соответствующая концентрация устанавливается из условия динамического равновесия, при котором число вновь возникающих носителей заряда равно количеству рекомбинирующих носителей.

1.2. Носители заряда в примесных полупроводниках

Введение примесей связано с необходимостью создания в полупроводнике преимущественно электронной либо дырочной электропроводности и увеличения электрической проводимости. В связи с этим различают соответственно электронные (*n*-типа) и дырочные (*p*-типа) полупроводники.

Для получения полупроводника с электропроводностью *n*-типа в чистый полупроводник вводят примесь, создающую в полупроводнике только свободные электроны. Вводимая примесь является «поставщиком» электронов, в связи с чем ее называют донорной. Для германия и кремния, относящихся к IV группе Периодической системы элементов, донорной примесью служат элементы V группы (сурьма, фосфор, мышьяк), атомы которых имеют пять валентных электронов.

При внесении такой примеси атомы примеси замещают атомы исходного полупроводника в отдельных узлах кристаллической решетки (рис. 1.5, а). Четыре электрона каждого атома донорной примеси участвуют в ковалентной связи с соседними атомами исходного материала, а пятый («избыточный») электрон, не участвующий в ковалентной связи, оказывается значительно слабее связанным со своим атомом. Для того чтобы оторвать его от атома и превратить в свободный носитель заряда, требуется значительно меньшее количество энергии, чем для освобождения электрона из ковалентной связи. В результате

приобретения такой энергии (например, энергии фонона при комнатной температуре кристалла) «избыточный» электрон покидает атом и становится свободным, а атом примеси превращается в положительный ион (ионизация атома примеси). В условиях достаточно большой концентрации атомов примеси их ионизация создает некоторую концентрацию в кристалле полупроводника свободных электронов и неподвижных положительных ионов, локализованных в местах расположения атомов примеси. Слой полупроводника остается электрически нейтральным, если освободившиеся электроны не уходят за пределы слоя. При уходе электронов под воздействием каких-либо факторов в другие слои кристалла оставшиеся положительные ионы донорной примеси создают в данном слое нескомпенсированный положительный объемный заряд.

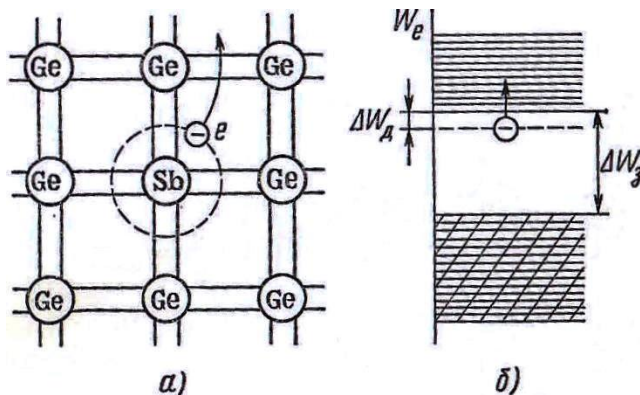


Рис. 1.5. Возникновение свободного электрона в кристалле полупроводника *n*-типа (а) и отражение этого процесса на энергетической диаграмме (б).

На энергетической диаграмме полупроводника *n*-типа (рис. 1.5, б) вводимая примесь приводит к появлению в запрещенной зоне вблизи зоны проводимости близко расположенных друг от друга локальных валентных уровней энергии, заполненных электронами при температуре абсолютного нуля. Число локальных уровней определяется количеством атомов примеси в кристалле. На рис. 1.5, б локальные уровни показаны

пунктиром. Так как ширина ΔW_d (в зависимости от типа исходного полупроводника и материала донорной примеси $\Delta W_d = 0,01 \div 0,07$ эВ), при комнатной температуре практически все электроны донорных уровней перейдут в зону проводимости и смогут участвовать в создании тока.

Концентрация электронов в зоне проводимости (свободных электронов) при этом определяется преимущественно концентрацией введенной примеси N_d , а не собственными электронами валентной зоны, преодолевающими широкую запрещенную зону ΔW_z . В соответствии с этим концентрация электронов n_n в полупроводнике n -типа существенно выше концентрации дырок p_n , образующейся в результате перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости. Можно считать, что в полупроводнике n -типа ток создается в основном электронами. Другими словами, электроны в этом случае являются основными носителями заряда, а дырки - неосновными носителями заряда.

В полупроводниках p -типа введение примеси направлено на повышение концентрации дырок. Задача решается использованием в качестве примеси элементов III группы Периодической системы (индий, галлий, алюминий, бор), атомы которых имеют по три валентных электрона. При наличии такой примеси каждый ее атом образует только три заполненные ковалентные связи с соседними атомами исходного полупроводника в кристаллической решетке (рис. 1.6, а). Четвертая связь остается незаполненной. Недостающий валентный электрон для заполнения связи принимается от одного из соседних атомов кристаллической решетки, так как требуемая для такого перехода энергия невелика. Переход электрона приводит к образованию дырки в ковалентной связи соседнего атома, откуда ушел электрон, и превращению атома примеси в неподвижный отрицательный ион. В результате за счет примеси достигается повышение концентрации дырок в полупроводнике. Атомы примеси, принимающие валентные электроны соседних атомов, называют

акцепторными, а саму примесь - акцепторной.

В условиях достаточно большой концентрации атомов акцепторной примеси в кристалле полупроводника создается некоторая концентрация дырок и отрицательных ионов. Пока число дырок в данном слое полупроводника остается равным числу отрицательных ионов в нем, в слое сохраняется зарядная нейтральность. Если вошедшие из других слоев электроны заполняют некоторое число существующих дефектов валентной связи (рекомбинация электронов с дырками), в данном слое появится нескомпенсированный отрицательный объемный заряд, создаваемый ионами акцепторной примеси.

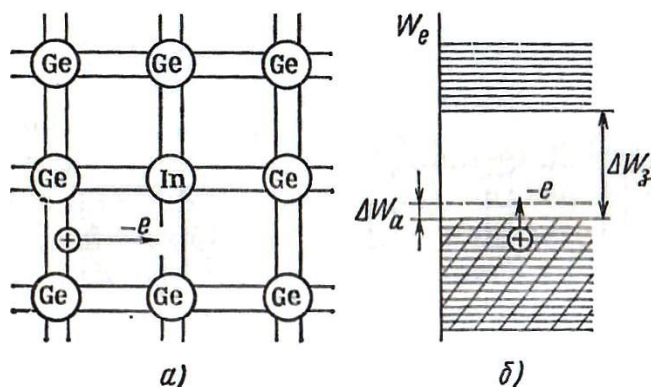


Рис. 1.6. Возникновение дырки в кристалле полупроводника p -типа (а) и отражение этого процесса на энергетической диаграмме (б).

Рассмотрим процесс образования дырок в полупроводнике p -типа, исходя из его энергетической диаграммы. При наличии акцепторной примеси в запрещенной зоне энергетической диаграммы исходного полупроводника вблизи валентной зоны появляются локальные уровни энергии, свободные от электронов при температуре абсолютного нуля (рис. 1.6, б). Число локальных уровней определяется концентрацией атомов примеси в кристалле. Так как разность ΔW_a между энергией акцепторных уровней и энергией верхнего уровня валентной зоны мала (в зависимости от типа полупроводника и материала ак-

цепторной примеси $\Delta W_a = 0,01 \div 0,07$ эВ), то при комнатной температуре все акцепторные уровни будут заняты электронами, перешедшими из валентной зоны. В валентной зоне появится большая концентрация дырок.

Концентрация дырок в валентной зоне при этом определяется преимущественно концентрацией внесенной акцепторной примеси N_a , а не дырками, возникающими при термогенерации носителей заряда за счет преодоления валентными электронами широкой запрещенной зоны ΔW_3 . В соответствии с этим концентрация дырок p_p в полупроводнике p -типа существенно больше концентрации свободных электронов n_p . По этой причине ток в дырочном полупроводнике переносится в основном дырками. Дырки в этом случае являются основными носителями заряда, а электроны - неосновными носителями заряда.

Таким образом, в примесных полупроводниках концентрации основных носителей заряда (n_n - электронного полупроводника и p_p - дырочного полупроводника) создаются за счет внесения примеси, а концентрации неосновных носителей заряда (p_n, n_p - соответственно электронного и дырочного полупроводников) - за счет термогенерации носителей заряда, связанной с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Необходимая примесь вносится в количестве, при котором концентрация основных носителей заряда существенно (на два-три порядка) превышает концентрацию неосновных носителей заряда. В зависимости от концентрации введенной примеси удельная проводимость примесного полупроводника возрастает по сравнению с чистым полупроводником в десятки и сотни тысяч раз.

Характерной особенностью полупроводников рассматриваемых типов является то, что произведение концентраций основных и неосновных носителей заряда при данной температуре является постоянной величиной и определяется соотношением

$$n_n \cdot p_n = n_p \cdot p_p = n_i \cdot p_i = A^2 \cdot e^{-\frac{\Delta W_3}{kT}} \quad (1.2)$$

где $n_i = p_i$ - собственные концентрации носителей заряда в чистом полупроводнике.

В соответствии с выражением (1.2) концентрация неосновных носителей заряда в примесном полупроводнике меньше концентрации собственных носителей заряда в чистом полупроводнике. Это связано с тем, что с увеличением концентрации основных носителей заряда возрастает роль рекомбинаций, вследствие чего концентрация неосновных носителей заряда уменьшается. Равновесие достигается, когда при данной температуре произведение концентрации носителей заряда в примесном полупроводнике становится равным произведению концентрации носителей заряда в чистом полупроводнике.

Зависимость концентрации носителей заряда от температуры накладывает ограничения на температурный диапазон применения полупроводниковых приборов. Рабочий диапазон температур характеризуется существенным превышением в примесных полупроводниках концентрации основных носителей заряда над неосновными ($n_n \gg p_n$; $p_p \gg n_p$) при концентрации основных носителей заряда, близкой к концентрации внесенной примеси ($n_n \approx N_d$ и $p_p \approx N_a$).

При температурах, превышающих верхний температурный предел, причиной нарушения условия $n_n \gg p_n$; $p_p \gg n_p$ является повышение роли концентрации носителей заряда, создаваемых в кристалле при термогенерации за счет преодоления валентными электронами запрещенной зоны ΔW_z . При этом может оказаться, что концентрация носителей заряда и электрическая проводимость в полупроводнике будут определяться не концентрацией внесенной примеси, а концентрацией собственных носителей заряда – электронов и дырок (вырождение примесного полупроводника в собственный полупроводник). Верхний температурный предел зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника и составляет для германия 75 - 85°C, а для кремния 150 - 170°C. В этом проявляется существенное преимущество кремния как материала для полупроводниковых приборов.

При температуре ниже рабочего диапазона концентрация неосновных носителей заряда, создаваемая термогенерацией, ничтожно мала. Основную роль здесь играет понижение концентрации основных носителей заряда (и уменьшение электрической проводимости) вследствие уменьшения количества ионизированных атомов примеси. Нижний температурный предел работы полупроводниковых приборов составляет от -55 до -60°C .

1.3. Время жизни носителей заряда

Процесс рекомбинации в примесных полупроводниках играет большую роль во многих полупроводниковых приборах.

Предположим, что в некотором слое кристалла полупроводника n -типа с помощью какого-либо внешнего воздействия, например облучения световым потоком, созданы концентрации дырок $p_0 = p_n + \Delta p(0)$ и электронов $n_0 = n_n + \Delta n(0)$, превышающие равновесные концентрации, определяемые выражением (1.2) для данной температуры. Абсолютные приращения концентрации носителей заряда обоих знаков $\Delta p(0) = \Delta n(0)$ (слой остается электрически нейтральным), так как в данном примере повышение концентрации носителей заряда обуславливается увеличением числа переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости. Однако относительное приращение концентраций дырок существенно больше относительного приращения концентраций электронов $p_0/p_n \gg n_0/n_n$, поскольку $p_n \ll n_n$. Иными словами, можно считать, что внешнее воздействие привело к образованию в слое полупроводника n -типа неравновесной концентрации неосновных носителей заряда (дырок) при оставшейся почти неизменной концентрации основных носителей заряда (электронов). Процесс уменьшения концентрации носителей заряда в слое до значения равновесных после прекращения внешнего воздействия следует рассматривать как рекомбинацию дырок с электронами в условиях высокой

концентрации электронов. Спад начальной концентрации дырок $\Delta p(0)$ во времени подчиняется экспоненциальному закону

$$\Delta p(t) = \Delta p(0) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}}, \quad (1.3)$$

где τ_p - характеристическая постоянная, называемая временем жизни дырок в электронном полупроводнике (параметр τ_p соответствует времени, в течение которого избыточная концентрация неравновесных дырок уменьшается в e раз).

Соотношение, аналогичное (1.3), можно записать и для дырочного полупроводника. Процесс уменьшения концентрации носителей заряда здесь следует рассматривать как рекомбинацию неравновесных электронов с дырками в условиях высокой концентрации дырок. Характеристическую постоянную τ_n в этом случае называют временем жизни электронов в дырочном полупроводнике.

Параметры τ_p, τ_n входят в число основных для примесных полупроводников. Их уменьшение, в частности, сказывается на повышении быстродействия полупроводниковых приборов. Обычные значения τ_p, τ_n находятся в пределах $10^{-7} - 10^{-5}$ с, но в ряде случаев могут быть больше или меньше.

Рекомбинация носителей заряда, когда свободный электрон непосредственно переходит из зоны проводимости в валентную зону, т. е. заполняет дырку в ковалентной связи атомов (прямая рекомбинация), мало вероятна. Причиной этого является редкость события, при котором электрон и дырка находились бы одновременно в одном и том же месте кристалла и имели бы небольшую скорость. Основную роль в рекомбинации носителей заряда играют так называемые центры рекомбинации – ловушки, имеющие в запрещенной зоне энергетические уровни, способные захватить электроны. Процесс рекомбинации с участием ловушки протекает в две стадии: свободный электрон вначале

переходит на уровень ловушки, а затем в валентную зону.

Центрами рекомбинаций могут быть примесные атомы, дефекты кристаллической решетки, расположенные в объеме или на поверхности кристалла. Для повышения интенсивности рекомбинационных процессов (уменьшения τ_p, τ_n) в примесный полупроводник вводят в небольшом количестве золото или никель, создающие эффективные центры рекомбинаций носителей заряда. Время жизни носителей при этом снижается до $10^{-9} - 10^{-8}$ с.

1.4. Дрейфовое и диффузионное движения носителей заряда

В отсутствие электрического поля в кристалле и одинаковой концентрации носителей заряда в объеме полупроводника электроны и дырки находятся в непрерывном тепловом (хаотическом) движении, распределенном по всем направлениям. Ввиду хаотического характера движения носителей заряда ток в кристалле равен нулю.

Электрическое поле и неравномерность распределения концентраций носителей заряда являются факторами, создающими упорядоченное движение носителей заряда, т. е. обуславливающими электрический ток в кристалле полупроводника. Направленное движение носителей заряда под воздействием электрического поля называют дрейфом (дрейфовое движение), а под воздействием разности концентраций носителей заряда – диффузией (диффузионное движение). В зависимости от характера движения носителей заряда различают соответственно дрейфовый и диффузионный токи в полупроводниках, а в зависимости от типа носителей заряда – электронные и дырочные составляющие этих токов.

Перемещение носителей заряда в кристалле под воздействием электрического поля происходит при непрерывном их столкновении с узлами кристаллической решетки и атомами примеси. Носители заряда перемещаются в кристалле с некоторой средней скоростью, пропорциональной напряженности электрического поля:

$$v_{\text{ср } n} = -\mu_n \cdot E, \quad (1.4)$$

$$v_{\text{ср } p} = \mu_p \cdot E. \quad (1.4a)$$

Коэффициент пропорциональности называют подвижностью электронов (μ_n) и дырок (μ_p). Электроны перемещаются в направлении, противоположном действию поля, а дырки – в направлении действия поля. Этим объясняется наличие знака минус в формуле (1.4). Движение дырок, обусловливаемое замещением валентными электронами дефектов ковалентных связей атомов в решетке, является более затруднительным, чем свободных электронов. Поэтому при одинаковой напряженности электрического поля средняя скорость электронов выше, чем дырок, и $\mu_n > \mu_p$. Так, для германия $\mu_n = 3800 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_p = 1800 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ а для кремния $\mu_n = 1300 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$, $\mu_p = 500 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$.

Плотности дрейфовых составляющих тока в кристалле определяются величиной заряда, переносимого носителями через единичное сечение в единицу времени:

$$J_{\text{др } n} = -qn v_{\text{ср } n}, \quad (1.5)$$

$$J_{\text{др } p} = qp v_{\text{ср } p}. \quad (1.5a)$$

где n, p концентрации электронов и дырок в объеме полупроводника; q - заряд электрона.

Знак минус в выражении (1.5) означает, что принятому направлению тока соответствует противоположное направление движения электронов.

С учетом (1.4) соотношения для плотностей дрейфового электронного и дырочного токов приобретают вид

$$J_{\text{др } n} = qn\mu_n E, \quad (1.6)$$

$$J_{\text{др } p} = qp\mu_p E. \quad (1.6a)$$

Суммарная плотность тока, протекающего через полупроводник под действием электрического поля,

$$J = J_{\text{др } n} + J_{\text{др } p} = qn\mu_n E + qp\mu_p E. \quad (1.7)$$

В чистых полупроводниках $n=p$, но μ_n примерно вдвое выше μ_p . По этой причине в чистых полупроводниках электронная составляющая плотности тока в то же число раз больше дырочной. В примесных же полупроводниках концентрации n и p различаются на несколько порядков, в связи с чем в электронном полупроводнике дрейфовый ток обуславливается преимущественно электронами, а в дырочном – дырками.

Из формулы (1.7) следует, что плотность тока (проводимость) полупроводников зависит от концентрации носителей заряда и их подвижности. Подвижность носителей заряда уменьшается с ростом температуры. Это объясняется повышением интенсивности тепловых колебаний атомов в кристаллической решетке и увеличением вероятности столкновений с ними электронов и дырок. В чистых полупроводниках, несмотря на снижение подвижности носителей, плотность тока и проводимость увеличиваются с ростом температуры вследствие повышения концентрации носителей заряда. В примесных полупроводниках в рабочем диапазоне температур концентрация носителей заряда мало изменяется, так как ее определяет главным образом концентрация основных носителей заряда, созданная примесью (все атомы примеси ионизированы). В связи с этим плотность тока и проводимость здесь с ростом температуры несколько уменьшаются вследствие уменьшения подвижности. Ввиду меньшей подвижности носителей заряда удельное сопротивление кремния больше, чем германия.

Диффузионное движение носителей заряда возникает, когда имеется различие в концентрации электронов (дырок) в соседних слоях полупроводника. Носители заряда перемещаются из слоя с большей концентрацией в слой с меньшей концентрацией. Если в данном слое постоянно поддерживается более высокая концентрация носителей заряда, чем в соседнем с ним слое, то создается непрерывный диффузионный поток носителей заряда в направлении убывания концентрации.

Плотности потоков носителей заряда пропорциональны градиенту их концентрации; при одномерной диффузии (когда концентрация вдоль оси x падает: $dn/dx < 0$ или $dp/dx < 0$) их находят из соотношений

$$J_{\text{диф } n} = (-q)D_n \left(-\frac{dn}{dx} \right) = qD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1.8)$$

$$J_{\text{диф } p} = qD_p \left(-\frac{dp}{dx} \right) = -qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.8a)$$

Коэффициент пропорциональности называют коэффициентом диффузии электронов (D_n) и дырок (D_p). Коэффициент диффузии связан с подвижностью носителей заряда соотношением Эйнштейна

$$D = \varphi_T \cdot \mu \quad (1.9)$$

где $\varphi_T = kT/q$ - тепловой потенциал, T - абсолютная температура (при $T=300$ К $\varphi_T = -0,025$ В). В кремнии при комнатной температуре $D_n \approx 32 \text{ см}^2/\text{с}$, $D_p \approx 12 \text{ см}^2/\text{с}$.

Носители заряда, выходящие из слоя с повышенной концентрацией и входящие в слой с меньшей концентрацией, по мере продвижения рекомбинируют с носителями заряда противоположного знака (носители заряда обладают конечным временем жизни). Их концентрация уменьшается по экспоненциальному закону, стремясь к равновесной. Расстояние, на котором избыточная концентрация носителей заряда уменьшается в e раз, называют диффузионной длиной L (соответственно L_n - для электронов и L_p для дырок). Иными словами, это среднее расстояние, на которое носитель заряда может переместиться за время своей жизни. Диффузионная длина связана с коэффициентом диффузии и временем жизни носителей заряда соотношениями

$$L_n = \sqrt{D_n \cdot \tau_n}, \quad (1.10)$$

$$L_p = \sqrt{D_p \cdot \tau_p}. \quad (1.10a)$$