

Новосибирский государственный технический университет
Кафедра
Теоретические основы радиотехники

Тырышкин Игорь Сергеевич

ОСНОВЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ
Учебное пособие

Аннотация

Кратко изложены основные вопросы, изучаемые студентами в курсе
«Физические основы электроники»

Для специальностей

200700, 200900, 201000, 201100, 201200, 201400, 071700, 200800

Новосибирск 2004

ОГЛАВЛЕНИЕ

1 ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ.....	3
1.1 Основные свойства полупроводников.....	3
1.2 Дефекты кристаллической решетки.....	3
1.3 Носители электрического заряда.....	5
1.4 Энергетические уровни и зоны.....	6
1.5 Переходы носителей заряда между зонами и уровнями.....	7
1.6 Концентрация носителей заряда.....	8
1.7 Время жизни носителей заряда.....	10
1.8 Электропроводность полупроводников.....	11
1.9 Зависимость концентрации носителей заряда и положения уровня Ферми от температуры.....	11
1.10 Зависимость подвижности носителей заряда и удельной проводимости от температуры.....	12
1.11 Эффект поля.....	13
2 ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ.....	14
2.1 Поглощение света.....	14
2.2 Люминесценция полупроводников.....	15
2.3 Фоторезистивный эффект.....	16
2.4 ЭДС в полупроводнике.....	17
3 КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ.....	17
3.1 Электронно-дырочный переход.....	17
3.2 Ток через p-n-переход.....	18
3.3 Прямое включение p-n-перехода.....	18
3.4 Обратное включение p-n-перехода.....	19
3.5 Вольт-амперная характеристика (ВАХ) идеализированного p-n-перехода.....	19
3.6 Зонная (энергетическая) диаграмма p-n-перехода.....	20
3.7 Отличия ВАХ реального и идеализированного p-n-переходов.....	21
3.8 Пробой p-n-перехода.....	22
3.9 Зависимость ВАХ p-n-перехода от температуры.....	23
3.10 Зависимость ВАХ p-n-перехода от материала полупроводника.....	23
3.11 Емкость p-n-перехода.....	24
3.12 Контакт металл-полупроводник.....	25
3.13 Гетеропереходы.....	26
3.14 Структура металл-диэлектрик-полупроводник.....	27
4 ТИПОВЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ.....	28
4.1 Подготовительные операции.....	28
4.2 Эпитаксия.....	28
4.3 Термическое окисление.....	29
4.4 Диффузия.....	29
4.5 Ионная имплантация.....	30
4.6 Травление.....	30
4.7 Техника масок.....	30
4.8 Металлизация.....	31
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	31

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1.1 Основные свойства полупроводников

Полупроводник – вещество, основным свойством которого является сильная зависимость удельного сопротивления от воздействия внешних факторов – температуры, электрического и магнитного полей, светового и ионизирующего излучения.

При комнатной температуре удельное сопротивление полупроводников лежит в пределах от 10^{-4} до 10^{10} Ом \times см. Полупроводники, как правило, твердые тела с регулярной кристаллической структурой – монокристаллы. Их кристаллическая решетка состоит из множества повторяющихся и примыкающих друг к другу элементарных ячеек той или иной формы и размера. Например, у германия (Ge) и кремния (Si) решетка состоит из тетраэдров с расстоянием между смежными атомами около 0,25 нм.

Связь атомов в кристаллической решетке обусловлена специфическими силами, возникающими в результате попарного объединения валентных электронов смежных атомов. Такая связь (при которой каждый из атомов остается нейтральным) называется ковалентной.

Регулярность структуры кристалла приводит к зависимости его свойств от направления в кристаллической решетке, т.е. анизотропии. Направление в решетке принято задавать с помощью кристаллографических осей и кристаллографических плоскостей. Эти оси и плоскости обозначают трехзначными индексами Миллера.

Применительно к простейшей кубической решетке соотношения между кристаллическими плоскостями и индексами Миллера приведены на рис.1.1.

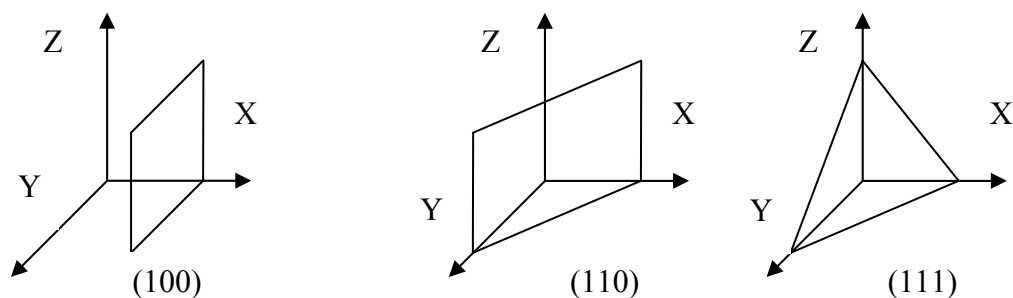


Рис.1.1. Кристаллографические плоскости

Кроме кристаллических существуют аморфные вещества, т.е. бесструктурные. Их характерная особенность – отсутствие однозначной температуры плавления: переход от жидкого состояния к твердому осуществляется плавно и сопровождается постепенным увеличением вязкости. Так же плавно происходит переход от твердого состояния к жидкому.

Типичными представителями являются разного рода стекла, в том числе обычное стекло на основе двуоксида кремния (SiO_2).

Из числа полупроводников к аморфным телам относятся халькогенидные стекла – соединения кремния с халькогенидными элементами: вольфрамом, теллуrom и др. Производство аморфных полупроводников значительно дешевле и проще, чем монокристаллических. Кроме того, они меньше подвержены радиационным эффектам. Однако из-за плохой воспроизводимости и стабильности свойств они находят ограниченное применение.

1.2 Дефекты кристаллической решетки

Структура кристалла никогда не бывает идеальной – ни в объеме, ни, тем более, на поверхности. Дефекты решетки могут иметь вид пустого узла (рис.1.2) или междуузельного атома (рис.1.3).

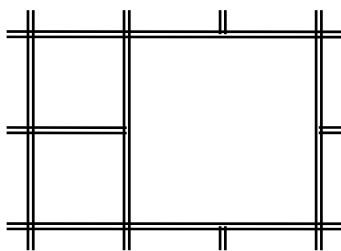


Рис.1.2 Пустой узел

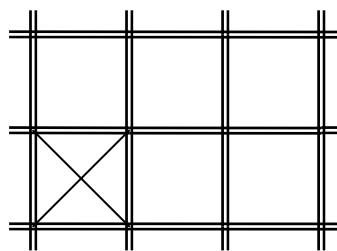


Рис.1.3 Междузельный атом

Это дефекты точечного типа. Распределение точечных дефектов по кристаллу обычно близко к равномерному.

Любой реальный полупроводник содержит примеси – либо паразитные, от которых не удастся избавиться при очистке, либо полезные, которые вводятся специально для получения нужных свойств кристалла. Каждый примесный атом равносителен точечному дефекту решетки. Примесные атомы (рис.1.4) могут располагаться между узлами решетки - примесь внедрения (1) или в узлах вместо основных атомов – примесь замещения (2).

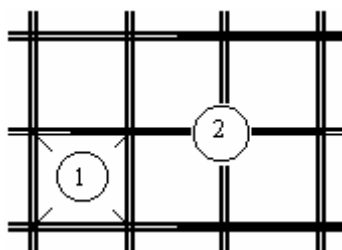
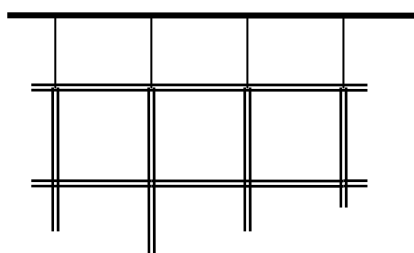


Рис.1.4 Примесные дефекты

У атомов, расположенных на поверхности кристалла, часть ковалентных связей неизбежно нарушается из-за отсутствия «соседей» по другую сторону границы раздела. Количество нарушенных связей зависит от кристаллографической ориентации поверхности. Например, для кремния в плоскости (111) оказывается оборванной одна из четырех связей. А в плоскости (100) две (рис.1.5).

(111)



(100)

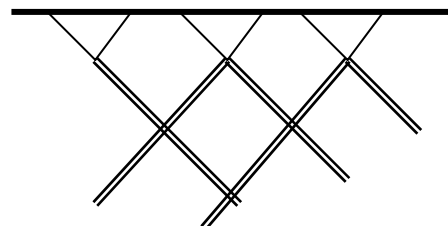


Рис.1.5 Нарушение ковалентных связей на поверхности

Как следствие, электрофизические параметры приповерхностного слоя заметно отличаются от параметров объема. Поэтому приповерхностный слой следует рассматривать как особую область кристалла. Эта область играет важную роль в полупроводниковых приборах и микроэлектронике, поскольку ее элементы расположены непосредственно под поверхностью, а размеры рабочих областей часто соизмеримы с толщиной приповерхностного слоя.

1.3 Носители электрического заряда

Важнейшим параметром любого вещества является удельное электрическое сопротивление. Очевидно, что электропроводность, т.е. способность проводить электрический ток, имеет место только в том случае, когда присутствуют свободные носители заряда, которые могут перемещаться под действием электрического поля или градиента концентрации. Рассмотрим процесс образования свободных носителей заряда в полупроводнике.

Беспримесный и бездефектный полупроводник с идеальной кристаллической решеткой называется собственным полупроводником. Обычно он обозначается как полупроводник i – типа. При температуре абсолютного нуля в таком полупроводнике нет свободных носителей заряда и он является идеальным изолятором. По мере нагрева возникают колебательные движения атомов решетки. В корпускулярной интерпретации **носителями энергии механических колебаний решетки являются квантовые частицы – фононы.**

С повышением температуры количество и энергия фононов возрастают и они становятся способными разрывать ковалентные связи между атомами решетки. Нарушение ковалентной связи приводит к образованию свободного электрона и незаполненной связи – дырки вблизи того атома, от которого оторван электрон (рис.1.6).

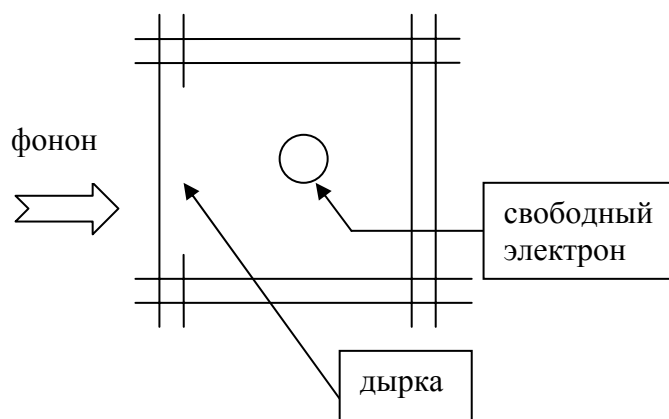


Рис.1.6 Процесс образования подвижных зарядов

Процесс образования электронно-дырочных пар называется генерацией.

Незаполненная связь может заполняться одним из валентных электронов смежного атома. На месте этого электрона образуется новая дырка и процесс повторяется. Следовательно, дырка ведет себя подобно частице с положительным зарядом. Дырки и свободные электроны совершают хаотические движения в течение некоторого времени – времени жизни, после чего попарно взаимно уничтожаются, т.е. происходит процесс обратный процессу генерации.

Процесс, обратный процессу генерации, называется рекомбинацией.

Итак, в собственных полупроводниках имеются два типа свободных носителей заряда – электроны и дырки. Причем электроны и дырки всегда генерируют и рекомбинируют парами, а их количество одинаково.

Проводимость собственного полупроводника, обусловленная парными носителями электрического заряда, называется собственной проводимостью.

Полупроводник, у которого часть атомов кристаллической решетки замещена атомами другого вещества, называется примесным. Проводимость, обусловленная наличием примесных атомов, называется примесной проводимостью.

Результаты замещения зависят от валентности примесных атомов. Такие широко распространенные материалы как германий и кремний являются четырехвалентными. Поэтому, если ввести в них атом пятивалентного элемента, например фосфора (P), сурьмы (Sb) или мышьяка (As), то четыре из пяти валентных электронов этого элемента вступят в связь с четырьмя электронами соседних атомов и образуют устойчивую оболочку из восьми

электронов. Девятый электрон оказывается слабо связанным с ядром пентавалентного элемента. Он легко отрывается фононами и становится свободным. При этом примесный атом превращается в неподвижный ион с единичным положительным зарядом.

Свободные электроны примесного происхождения добавляются к собственным свободным электронам. Поэтому проводимость полупроводника становится преимущественно электронной. Такие полупроводники называются электронными или *n*-типа. **Примеси, обуславливающие электронную проводимость, называются донорными** (отдающими электроны).

Если в германий или кремний ввести атом трехвалентного элемента, например, галлия (Ga) или алюминия (Al), то все три его валентных электрона вступят в связь с четырьмя электронами соседних атомов. Для образования устойчивой восьмиэлементной оболочки нужен дополнительный электрон. Таковым оказывается один из валентных электронов, который отбирается от ближайшего атома. В результате у этого атома образуется незаполненная связь – дырка, а атом примеси превращается в неподвижный ион с единичным отрицательным зарядом.

Дырки примесного происхождения добавляются к собственным дыркам, так что проводимость полупроводника становится преимущественно дырочной. Такие полупроводники называются дырочными или *p*-типа. **Примеси, обуславливающие дырочную проводимость, называются акцепторными** (захватывающими электроны).

1.4 Энергетические уровни и зоны

Кристаллическая структура представляет собой множество атомов, сильно взаимодействующих между собой благодаря малым межатомным расстояниям. Поэтому вместо совокупности дискретных энергетических уровней, свойственных отдельному атому, кристаллическая структура характеризуется совокупностью энергетических зон. Каждая зона происходит от соответствующего уровня, который расщепляется при сближении атомов. В результате кристаллическая структура характеризуется зонной диаграммой, в которой разрешенные зоны чередуются с запрещенными зонами.

Верхняя разрешенная зона называется зоной проводимости, а расположенная непосредственно под ней – валентной зоной. При нулевой абсолютной температуре валентная зона всегда полностью заполнена электронами (точнее – все электроны имеют энергию, соответствующую валентной зоне), а зона проводимости у металлов либо заполнена только в нижней части (точнее – электроны имеют энергию, соответствующую нижней части зоны проводимости), либо, у полупроводников и диэлектриков, пуста (точнее – нет электронов с энергией, соответствующей зоне проводимости).

Особенностью энергетической (зонной) диаграммы проводников (металлов) является отсутствие запрещенной зоны между зоной проводимости и валентной зоной. Диэлектрики характеризуются шириной запрещенной зоны $\Delta W > 3$ эВ. У полупроводников $\Delta W < 3$ эВ (рис.1.7).

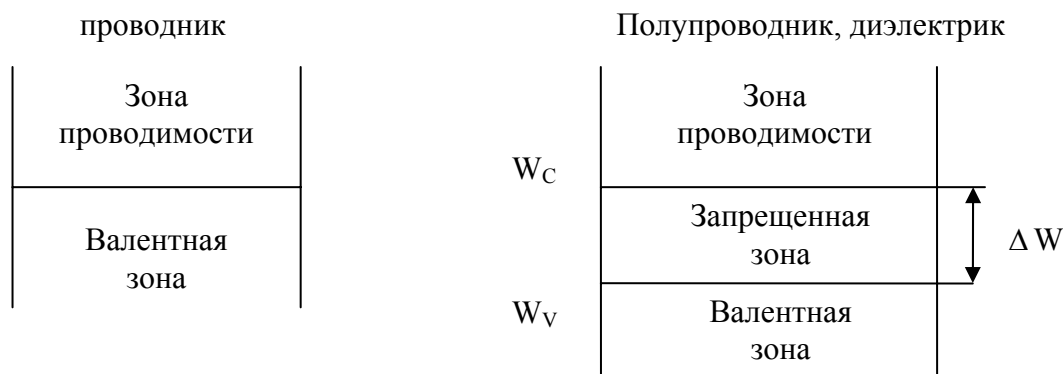


Рис.1.7 Энергетические диаграммы

эВ – электрон-вольт – единица измерения энергии, используемая в физике полупроводников. Один электрон-вольт – это энергия, которую приобретает электрон, пройдя разность потенциалов 1 вольт.

При комнатной температуре $T=300^0\text{K}$ наиболее распространенные полупроводники имеют следующие значения ширины запрещенной зоны: германий (Ge) – 0,72 эВ, кремний (Si) – 1,12 эВ, арсенид-галлия (GaAs) – 1,41 эВ.

На рис.1.7 подразумевается собственный – беспримесный и бездефектный полупроводник. У примесных полупроводников зонные диаграммы отличаются (рис.1.8).



Рис.1.8 Зонные диаграммы примесных полупроводников

Донорные и акцепторные уровни расположены в запрещенной зоне, причем уровни доноров близки к дну зоны проводимости, а уровни акцепторов – к потолку валентной зоны. Примесные уровни не расщепляются в зоны, т.к. концентрация примесей обычно мала и расстояние между примесными атомами велико.

В случае большой концентрации примесей (10^{18} - 10^{19} см^{-3} и более) примесные уровни расщепляются и образуют примесную зону. Обычно она сливается с ближайшей разрешенной зоной полупроводника. Получившаяся зона не полностью заполнена электронами, что соответствует структуре металла.

Сильно легированные полупроводники называются вырожденными или полуметаллами.

Донорные и акцепторные уровни называют мелкими, имея в виду их малую удаленность от соответствующих разрешенных зон: $\Delta W_D = W_C - W_D \approx (0,01 \dots 0,05)$ эВ и $\Delta W_A = W_A - W_V \approx (0,01 \dots 0,05)$ эВ. Существуют примеси, характеризующиеся глубокими уровнями, расположенными вблизи середины запрещенной зоны. Например, в кремнии глубокие уровни характерны для атомов золота (Au), меди (Cu), никеля (Ni). Такие примеси не являются донорными и акцепторными. Но они играют важную роль в работе полупроводниковых приборов.

В приповерхностном слое структурные нарушения решетки создают дополнительные поверхностные энергетические уровни. Они могут занимать разное место на зонной диаграмме.

1.5 Переходы носителей заряда между зонами и уровнями

Электроны, участвующие в образовании ковалентной связи, обладают энергией, уровень которой лежит в валентной зоне. Свободные электроны, способные перемещаться внутри кристалла, обладают энергией, уровень которой лежит в зоне проводимости.

Для перевода электрона из связанного состояния в свободное (процесс генерации) ему необходимо сообщить энергию, величина которой определяется шириной запрещенной зоны. При переходе электрона из свободного состояния в связанное (процесс рекомбинации) он обязательно отдаст энергию, равную ширине запрещенной зоны.

В примесных полупроводниках процесс образования свободных носителей заряда происходит иначе. В полупроводнике n-типа наряду с генерацией электронно-дырочных пар имеет место переход электронов с донорных уровней в близлежащую зону проводимости. В полупроводнике p-типа – из валентной зоны на близлежащие уровни акцепторов. Соответственно, в полупроводниках n-типа образуется избыток электронов, а в полупроводниках p-типа – избыток дырок.

Донорные и акцепторные уровни мелкие. Поэтому их энергия активации: $W_C - W_D$, $W_A - W_V$ намного меньше энергии активации электронов в валентной зоне ΔW . С ростом температуры количество свободных носителей, порожденных ионизацией примесных атомов, возрастает значительно быстрее количества электронно-дырочных пар. Такое превосходство сохраняется до тех пор, пока не будут ионизированы все примесные атомы. Соответствующая температура называется **температурой полной ионизации примеси**. При дальнейшем росте температуры количество свободных носителей заряда примесного происхождения остается постоянным, а количество электронно-дырочных пар продолжает возрастать. Примесный полупроводник превращается в собственный. Температура такого превращения называется **критической температурой**.

Для примесей с глубокими энергетическими уровнями энергия активации достаточно большая. Поэтому атомы таких примесей практически не ионизируются. Тем не менее роль глубоких уровней может быть весьма существенной. Они представляют собой ловушки или центры захвата подвижных носителей.

Электрон, попавший из разрешенной зоны на ловушку (непрерывные стрелки рис.1.9), остается на ней в течение некоторого времени, которое называется **временем релаксации**.

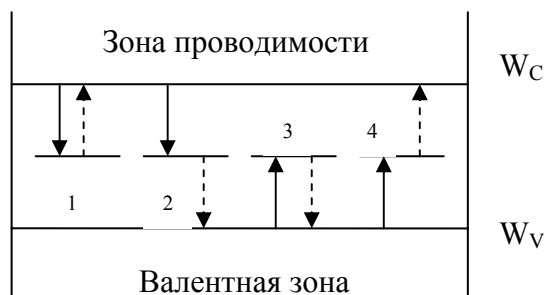


Рис.1.9 Переходы через глубокие уровни

После этого (штриховые стрелки) он может вернуться в ту же зону (1 и 3) или перейти в другую (2 и 4). Во втором случае происходит двухступенчатая рекомбинация (2) или двухступенчатая генерация электронно-дырочной пары (4). Вероятность двухступенчатых процессов гораздо больше, чем одноступенчатых. Поэтому в присутствии ловушек процессы генерации-рекомбинации идут значительно интенсивнее.

Захват электронов глубокими уровнями особенно характерен для поверхности полупроводника, которая богата поверхностными состояниями.

1.6 Концентрация носителей заряда

Разрешенные зоны содержат большое количество уровней на каждом из которых могут находиться электроны. Чтобы оценить фактическую концентрацию носителей в полупроводнике необходимо знать распределение уровней и вероятность их заполнения.

Для невырожденных полупроводников вероятность заполнения уровня W в зоне проводимости дается распределением Максвелла-Больцмана:

$$P_n(W) = \exp\left(-\frac{W - W_F}{kT}\right),$$

где W_F – энергия, характеризующая уровень Ферми, т.е. уровень, вероятность заполнения которого равна 0,5,

$k=1,38 \times 10^{-23}$ Дж/°К – постоянная Больцмана,

T – температура по шкале Кельвина.

Вероятность не заполнения уровня в валентной зоне, т.е. наличия дырки на этом уровне определяется аналогично:

$$P_p(W) = \exp\left(-\frac{W_F - W}{kT}\right).$$

В предположении того, что плотность уровней $F(W) \sim \sqrt{W}$, концентрация свободных электронов будет равна

$$n = N_C \exp\left(-\frac{W_C - W_F}{kT}\right),$$

где $N_C = 2(2\pi m_n kT)^{3/2} / h^3$,

m_n – эффективная масса электрона,

$h=6,63 \times 10^{-34}$ Дж×с – постоянная Планка.

Аналогично концентрация дырок

$$p = N_V \exp\left(-\frac{W_F - W_V}{kT}\right),$$

где $N_V = 2(2\pi m_p kT)^{3/2} / h^3$,

m_p – эффективная масса дырки.

Из произведения концентраций:

$$np = N_C N_V \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right)$$

видно, что при неизменной температуре произведение концентраций величина постоянная. Увеличение одной из концентраций сопровождается уменьшением другой.

В собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок одинаковы: $n_i = p_i$ (Здесь и далее символ i означает собственный полупроводник). Поэтому

$$n_i = p_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right).$$

Из этого выражения следует:

1. Собственная концентрация носителей заряда очень сильно зависит от ширины запрещенной зоны. Именно поэтому значение n_i для кремния на три порядка меньше, чем для германия.
2. Собственная концентрация очень сильно зависит от температуры. При этом влияние температуры тем сильнее, чем больше ширина запрещенной зоны.

Для примесных полупроводников справедливы следующие выражения:

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = \frac{p_i^2}{p_p}, \quad p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{p_i^2}{n_n},$$

где n_p , p_p – концентрации электронов и дырок в полупроводнике p-типа,

n_n , p_n – концентрация электронов и дырок в полупроводнике n-типа.

С учетом того, что

$$p_p = p_i + N_A, \quad n_n = n_i + N_D, \quad N_A \gg p_i, \quad N_D \gg n_i,$$

где N_A , N_D – концентрации акцепторных и донорных примесей, получим:

$$p_p \approx N_A, \quad n_n \approx N_D, \quad n_p \approx \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{p_i^2}{N_A}, \quad p_n \approx \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{p_i^2}{N_D}.$$

Отсюда вывод – концентрация неосновных носителей заряда в полупроводнике обратно пропорциональна концентрации примеси.

Важными характеристиками полупроводника являются скорость генерации $V_{ген}$ и скорость рекомбинации $V_{рек}$ электронно-дырочных пар:

$$V_{ген} = \gamma_{ген} n_i p_i, \quad V_{рек} = \gamma_{рек} n_i p_i,$$

где $\gamma_{ген}, \gamma_{рек}$ - материалы, зависящие от материала полупроводника.

Равновесное состояние полупроводника характеризуется тем, что скорость генерации равна скорости рекомбинации: $V_{ген} = V_{рек}$.

Неравновесным состоянием полупроводника называется такое состояние, когда скорость генерации отличается от скорости рекомбинации: $V_{ген} \neq V_{рек}$.

Зная концентрацию электронов и дырок, можно определить значение уровня Ферми:

$$W_F = W_E + kT \ln\left(\frac{n}{n_i}\right) = W_E - kT \ln\left(\frac{p}{n_i}\right),$$

где $W_E = \frac{1}{2}(W_C + W_V)$ - электростатический потенциал полупроводника.

Отсюда можно сделать следующие выводы:

1. В собственных полупроводниках, у которых $n=p=n_i$ уровень Ферми расположен в середине запрещенной зоны.
2. В электронных полупроводниках (n-типа), у которых $n > n_i$, уровень Ферми лежит в верхней половине запрещенной зоны и тем выше, чем больше концентрация электронов.
3. В дырочных полупроводниках (p-типа), у которых $p > n_i$, уровень Ферми лежит в нижней половине запрещенной зоны и тем ниже, чем больше концентрация дырок.
4. С ростом температуры, когда примесный полупроводник постепенно превращается в собственный, уровень Ферми смещается к середине запрещенной зоны.

Одно из фундаментальных положений в физике полупроводников формулируется следующим образом: **уровень Ферми одинаков во всех частях равновесной системы, какой бы она не была.**

1.7 Время жизни носителей заряда

Как уже отмечалось, в неравновесном состоянии скорость генерации электронно-дырочных пар в полупроводнике отличается от скорости их рекомбинации. Такое возможно при каком-либо энергетическом воздействии на полупроводник, например, при нагреве, когда $V_{ген} > V_{рек}$. В этом случае в нем появляется избыточная концентрация носителей заряда.

После прекращения энергетического воздействия на полупроводник избыточная концентрация носителей заряда из-за процесса рекомбинации через некоторое время уменьшается до нуля. **Количество носителей заряда, рекомбинирующих в единицу времени в единице объема пропорционально избыточной концентрации и обратно пропорционально параметру τ , который называется временем жизни:**

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad -\frac{dp}{dt} = \frac{\Delta p}{\tau_p},$$

где $\Delta n, \Delta p$ – избыточные концентрации электронов и дырок,

τ_n, τ_p – время жизни электронов и дырок.

Таким образом, **временем жизни неравновесных носителей заряда является отношение избыточной концентрации неравновесных носителей заряда к скорости изменения этой концентрации вследствие рекомбинации:**

$$\tau_n = \frac{|\Delta n|}{|d(\Delta n)dt|}, \quad \tau_p = \frac{|\Delta p|}{|d(\Delta p)dt|}.$$

Пусть в момент времени $t=0$ в полупроводнике создана избыточная концентрация $\Delta n(0)$ или $\Delta p(0)$, которая после окончания действия источника избыточных носителей заряда должна стремиться к нулю при $t \rightarrow \infty$. Тогда

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) \text{ и } \Delta p(t) = \Delta p(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right).$$

За время, равное времени жизни электронов или дырок, концентрация электронов или дырок уменьшается в $e = 2,72$ раз.

1.8 Электропроводность полупроводников

Электропроводность – это способность проводить электрический ток. В полупроводниках электрический ток определяется, в основном, двумя составляющими – дрейфовым и диффузионным токами.

Дрейфовый ток – это ток, создаваемый движением носителей заряда под действием сил электрического поля. Плотность дрейфового тока есть сумма плотностей дрейфовых токов электронов и дырок:

$$I_{др} = I_{дрn} + I_{дрp} = q(n\mu_n + p\mu_p)E,$$

где $q = 1,6 \times 10^{-19}$ Кл – заряд электрона,

n, p – концентрации электронов и дырок,

μ_n, μ_p – подвижность электронов и дырок – средняя скорость направленного движения носителей заряда в электрическом поле с напряженностью равной единице,

E – напряженность электрического поля.

Величина $\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p)$ называется удельной проводимостью. Величина $\rho = 1/\sigma$ называется удельным сопротивлением.

Ток диффузии – это ток, возникающий в результате диффузионного перемещения электронов и дырок, обусловленного градиентом их концентрации.

Плотность диффузионного тока определяется как сумма двух составляющих – плотность диффузионного тока электронов и плотность диффузионного тока дырок:

$$I_{диф}(x) = I_{дифn} + I_{дифp}(x) = qD_n n \text{grad}(n) + qD_p p \text{grad}(p),$$

где $\text{grad}(n) = dn/dx$, $\text{grad}(p) = dp/dx$ – градиент концентрации электронов и дырок,

D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок. **Коэффициент диффузии** – это количество частиц, проходящих за единицу времени через единичную площадь при единичном градиенте их концентрации.

1.9 Зависимость концентрации носителей заряда и положения уровня Ферми от температуры

Температурные зависимости концентрации носителей заряда и положения уровня Ферми в широком диапазоне температур и при различных концентрациях примесей представлены на рис.1.10.

В области низких температур с увеличением температуры концентрация свободных электронов растет за счет ионизации доноров – участок кривой 1-2. При этом уровень Ферми находится между дном зоны проводимости и энергетическими донорными уровнями. При некоторой температуре (точка 2) донорные уровни оказываются полностью заполненными.

При дальнейшем увеличении температуры концентрация свободных электронов практически не увеличивается – участок кривой 2-3, т.к. все примеси уже ионизированы, а вероятность ионизации собственных атомов полупроводника еще ничтожно мала. Участки кривой 1-2 и 2-3 соответствуют примесной электропроводности полупроводника.

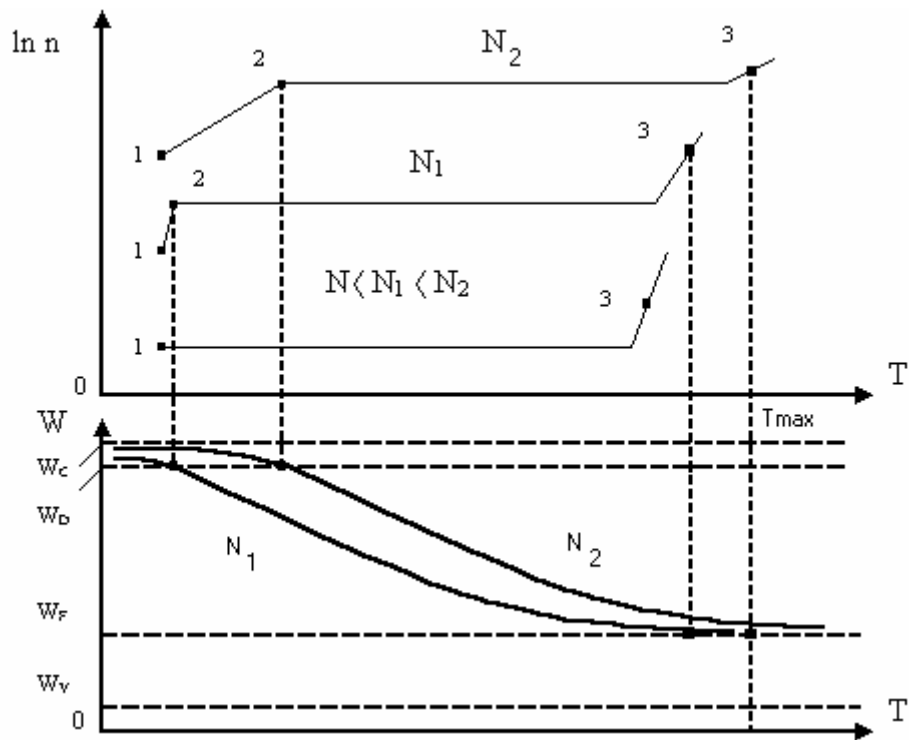


Рис.1.10 Температурные зависимости концентрации и уровня Ферми

При относительно больших температурах – участок кривой за точкой 3, концентрация свободных электронов растет с увеличением температуры вследствие переходов электронов через запрещенную зону. При этом уровень Ферми расположен вблизи середины запрещенной зоны, а полупроводник можно считать собственным, т.к. концентрация носителей заряда определяется ионизацией собственных атомов. Температура, при которой полупроводник становится собственным, тем меньше, чем меньше ширина запрещенной зоны полупроводника.

Принцип действия большинства полупроводниковых приборов основан на использовании примесной электропроводности. Поэтому появление собственной электропроводности нарушает нормальную работу прибора. Таким образом, температура, которой соответствует точка 3 кривой, является **максимальной рабочей температурой (T_{max})** полупроводникового прибора. Например, для германиевых приборов она составляет величину порядка $+80^{\circ}\text{C}$, для кремниевых $+150^{\circ}\text{C}$, для арсенид-галлиевых $+250^{\circ}\text{C}$.

1.10 Зависимость подвижности носителей заряда и удельной проводимости от температуры

На подвижность носителей заряда в основном влияют два физических фактора: хаотические тепловые колебания атомов кристаллической решетки и электрические поля ионизированных примесей.

При больших температурах преобладает рассеяние носителей заряда на тепловых колебаниях атомов кристаллической решетки. Поэтому с увеличением температуры в этом диапазоне температур, подвижность носителей уменьшается (рис.1.11).

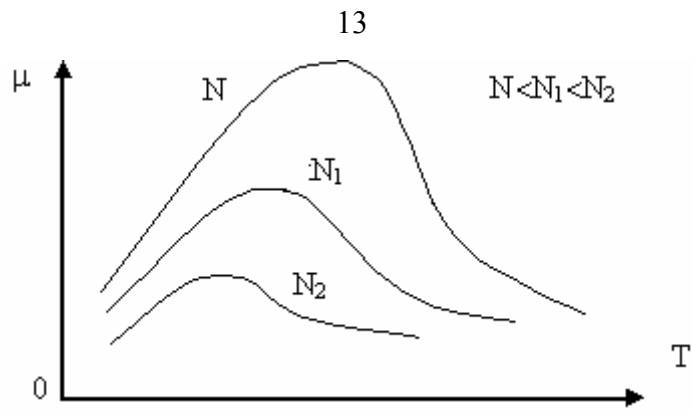


Рис.1.11 Температурная зависимость подвижности носителей заряда.

В диапазоне малых температур с уменьшением температуры уменьшаются тепловые скорости хаотического движения носителей заряда, что приводит к увеличению времени пребывания носителя вблизи иона примеси, т.е. увеличивается длительность воздействия электрического поля иона примеси на носитель заряда. Поэтому в диапазоне малых температур с уменьшением температуры подвижность носителей также уменьшается (рис.1.11).

Удельная проводимость пропорциональна концентрации носителей заряда и их подвижности. Концентрация носителей заряда в полупроводниках очень сильно зависит от температуры по экспоненциальному закону, а на подвижность изменение температуры влияет сравнительно слабо. Поэтому температурная зависимость удельной проводимости похожа на температурную зависимость концентрации носителей при очень малых и при больших температурах (рис.1.12).

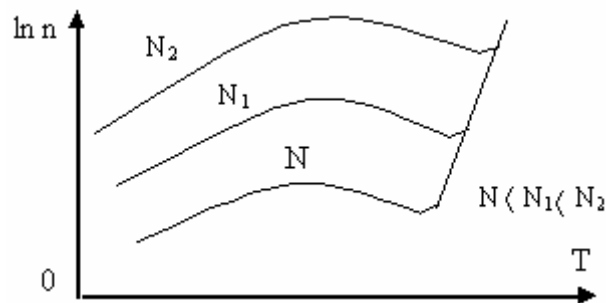


Рис.1.12 Температурная зависимость удельной проводимости

В диапазоне температур, соответствующих истощению примеси, когда концентрация основных носителей заряда остается практически неизменной, температурные изменения проводимости обусловлены температурной зависимостью подвижности.

1.11 Эффект поля

Под действием внешнего электрического поля, направленного нормально к поверхности полупроводника, в приповерхностном слое изменяется концентрация свободных носителей заряда и удельное сопротивление слоя. Это явление называется эффектом поля. В зависимости от направления поля и его напряженности различают три режима приповерхностного слоя: обеднение, инверсия и обогащение.

Режим обеднения (рис.1.13) характеризуется тем, что под действием поля \vec{E} дырки (основные носители) смещаются от поверхности вглубь полупроводника так, что их концентрация у поверхности уменьшается.

Электроны (неосновные носители) притягиваются к поверхности, но их концентрация в полупроводнике p -типа очень мала. Поэтому у поверхности образуется обедненный слой толщиной

$$L_{об} = \frac{\varepsilon_0 |\bar{E}|}{g N_A},$$

где $\varepsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ Ф/м – диэлектрическая постоянная.

Режим обеднения наблюдается при небольшой напряженности внешнего поля. При большой напряженности внешнего электрического поля наблюдается режим инверсии (рис.1.14).

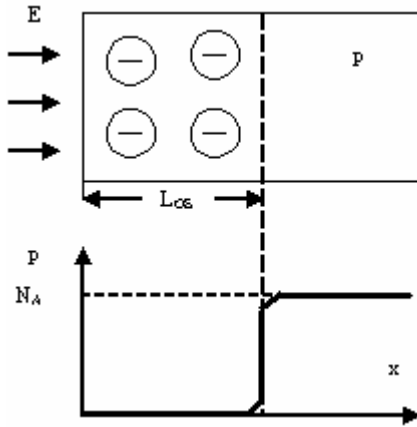


Рис.1.13 Режим обеднения

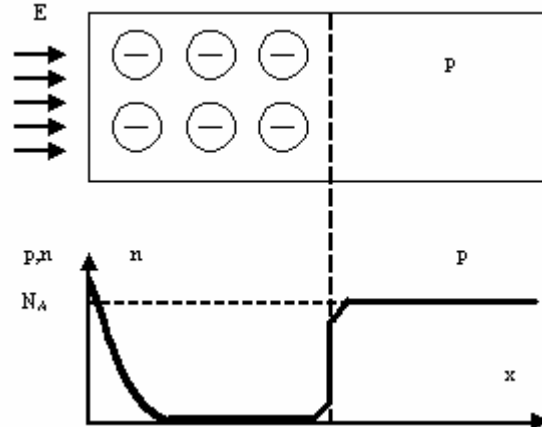


Рис.1.14 Режим инверсии

Ему соответствует такое состояние приповерхностного слоя полупроводника, в котором поверхностная концентрация электронов (неосновных носителей) превышает концентрацию акцепторов. Тонкий хорошо проводящий слой n-типа с высокой концентрацией электронов и напряженность поля в инверсном слое резко уменьшается по мере удаления от поверхности.

Расстояние

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon kT}{g^2 N_A}},$$

где ε - диэлектрическая проницаемость полупроводника,

на котором напряженность поля уменьшается в $\varepsilon = 2,72$ раза называется дебаевской длиной экранирования.

При изменении направления внешнего электрического поля возникает режим обогащения, т.к. дырки притягиваются к поверхности и образуют обогащенный слой, где их концентрация выше концентрации акцепторов. Обогащенный слой характеризуется повышенной проводимостью. Толщина обогащенного слоя примерно равна дебаевской длине экранирования.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

2.1 Поглощение света

Существуют следующие основные механизмы поглощения света полупроводником:

1. **Собственное поглощение.** Энергия поглощаемых полупроводником квантов света – фотонов передается электронам валентной зоны с переводом этих электронов в зону проводимости.
2. **Поглощение носителями заряда.** Энергия квантов света поглощается свободными электронами. При этом энергия квантов света расходуется на перенос носителей заряда на более высокие для них энергетические уровни в пределах соответствующей разрешенной зоны.

3. **Примесное поглощение.** Энергия фотонов идет на ионизацию или возбуждение примесных атомов.

Поглощение света количественно характеризуется показателем светового потока (потока фотонов) в слое полупроводника единичной толщины (рис.2.1).

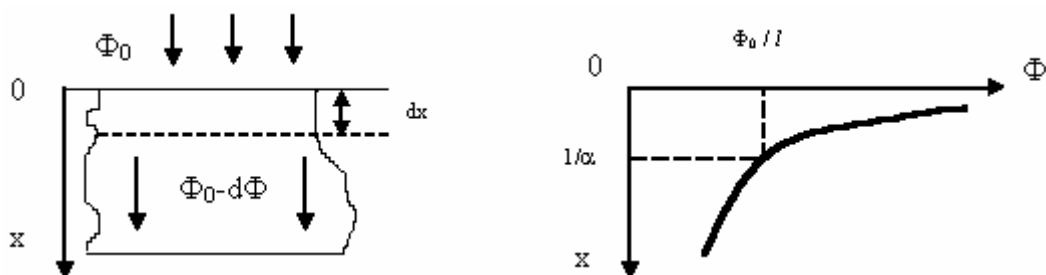


Рис.2.1 Поглощение света в полупроводнике

Поток фотонов в полупроводнике определяется следующим выражением:

$$\Phi(x) = \Phi_0 \exp(-\alpha x),$$

где α - показатель поглощения – величина, обратная толщине слоя полупроводника, после прохождения которого световой поток (поток фотонов) уменьшается в $e = 2,72$ раза.

Зависимость показателя поглощения α от энергии фотонов - $h\nu$, где ν - частота фотона, называется спектром поглощения полупроводника (рис.2.2).

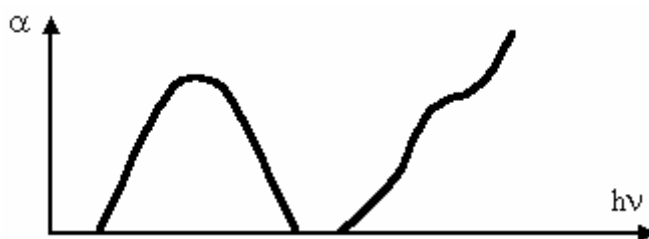


Рис.2.2 Спектр поглощения излучения полупроводником

При больших энергиях фотонов происходит собственное поглощение с образованием пар электрон-дырка. Показатель поглощения при этом велик. При малой энергии фотонов (меньше ширины запрещенной зоны полупроводника) показатель поглощения уменьшается.

При еще меньших энергиях квантов света может происходить примесное поглощение. Примесному поглощению соответствует один или несколько максимумов в спектре поглощения при энергиях квантов света, равных энергиям ионизации примесей.

При малых энергиях фотонов основным процессом поглощения является поглощение носителями заряда.

2.2 Люминесценция полупроводников

Люминесценцией называется электромагнитное нетепловое излучение, обладающее длительностью, значительно превышающей период световых колебаний.

Для возникновения люминесценции в полупроводнике атомы полупроводника должны быть выведены из состояния термодинамического равновесия, т.е. возбуждены. Они могут быть переведены в возбужденное состояние электрическим полем – электролюминесценция, бомбардировкой полупроводника электронами – катодлюминесценция, освещением – фотолюминесценция. При люминесценции акты поглощения энергии полупроводником и излучения квантов света разделены во времени.

Излучение квантов света из полупроводника может происходить в результате перехода электрона на более низкий энергетический уровень при межзонной рекомбинации или при рекомбинации с участием рекомбинационных ловушек.

Излучательная рекомбинация носителей заряда может произойти без электромагнитного воздействия, т.е. самопроизвольно. Такая рекомбинация называется спонтанной. Акты спонтанного излучения происходят независимо друг от друга в разные моменты времени. Поэтому спонтанное излучение не когерентно.

Переход электрона на более низкий энергетический уровень с излучением кванта света, произошедший с помощью электромагнитного воздействия, называется вынужденной или стимулированной рекомбинацией.

Индукцированное излучение происходит в том же направлении, что и вызвавшее его излучение, в одной и той же фазе и с одинаковой поляризацией. Индукцированное излучение является когерентным.

На практике наибольшее распространение получила электролюминесценция. На основе этого явления работают излучатели, т.е. приборы, преобразующие электрическую энергию возбуждения в энергию оптического излучения заданного спектрального состава и пространственного распределения. Когерентные – инжекционные лазеры и некогерентные – светоизлучающие диоды.

Специфические требования к излучателям, например, для светоизлучающих диодов – работа в видимом диапазоне 400...700 нм, высокая яркость, определяют требования к полупроводниковым материалам для их изготовления.

Межзонная рекомбинация наиболее вероятна в прямозонных полупроводниках, типичными представителями которых, кроме GaAs, являются InAs, InSb, GaSb, некоторые составы твердых растворов интерметаллов, такие как GaAlAs, GaAsP, InGaAsP, большинство соединений типа A^2B^6 (ZnS, ZnSe, ZnTe, CdS, CdTe, CdSe), а также ряд других бинарных соединений - PbS, PbSe, PbTe.

Вероятность излучательной рекомбинации, очень низкая в непрямозонных полупроводниках, может резко возрасти при образовании в них рекомбинационных ловушек. В GaP, например, такие ловушки образуются путем легирования кристалла азотом (при этом атом N замещает в решетке атом P) или одновременно кислородом и цинком (атомы O и Zn замещают атомы P и Ga, соответственно).

Спектральный состав оптического излучения определяется шириной запрещенной зоны в прямозонных полупроводниках и энергетическим уровнем ловушек в непрямозонных.

2.3 Фоторезистивный эффект

Фоторезистивный эффект – это изменение электрического сопротивления полупроводника, обусловленное исключительно действием оптического излучения и не связанное с его нагреванием.

Для возникновения фоторезистивного эффекта необходимо, чтобы в полупроводнике происходило либо собственное поглощение оптического излучения с образованием новых пар носителей заряда, либо примесное поглощение с образованием носителей одного знака. В результате увеличения концентрации носителей заряда уменьшается сопротивление полупроводника.

Избыточную концентрацию носителей заряда, например, электронов можно определить следующим образом

$$\Delta n = (1 - R)\alpha\eta N_{\phi}\tau_T,$$

где R – коэффициент отражения фотонов от полупроводника,

α - показатель поглощения,

η - квантовая эффективность генерации,

N_{ϕ} - количество фотонов, падающих на единичную поверхность в единицу времени,

τ_p - время жизни неравновесных носителей заряда.

2.4 ЭДС в полупроводнике

Если на однородный полупроводник воздействовать оптическим излучением, то в его поверхностном слое возникает избыточная концентрация электронов и дырок, которые будут диффундировать в глубину полупроводника.

Коэффициент диффузии электронов значительно больше коэффициента диффузии дырок. Поэтому при диффузии электроны опережают дырки. Происходит некоторое разделение зарядов – поверхность полупроводника приобретает положительный заряд, а объем заряжается отрицательно. Таким образом, в полупроводнике при его освещении возникает электрическое поле или электродвижущая сила (ЭДС), которую иногда называют ЭДС Дембера.

Напряженность электрического поля можно определить с помощью следующего выражения:

$$E = -\frac{D_n - D_p}{n\mu_n - p\mu_p} \text{grad}(p),$$

где D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок,
 $\text{grad}(p)$ – градиент концентрации дырок.

КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

Электрическим переходом называется переходный слой между областями твердого тела с различными типами или значениями проводимости.

3.1 Электронно-дырочный переход

Электронно-дырочный переход (р-п-переход) – это переходный слой между двумя областями полупроводника с разной электропроводностью, в котором существует диффузионное электрическое поле.

Области разделены плоскостью, где изменяется тип преобладающих примесей и называемой металлургической границей. Вблизи металлургической границы существует обедненный подвижными носителями заряда слой, где присутствуют неподвижные ионизированные атомы примеси (рис.3.1).

Неподвижные ионы в обедненном слое создают объемные электрические заряды θ положительной и отрицательной полярности. Тем самым создается диффузионное электрическое поле напряженностью $E_{\text{диф}}$. И контактная разность потенциалов ϕ_k . Величина контактной разности потенциалов зависит от концентрации акцепторной примеси N_A , N_D и температуры:

$$\phi_k = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}.$$

Толщина обедненного слоя также зависит от концентрации примесей:

$$L_{OB} = \sqrt{A \frac{N_A - N_D}{N_A N_D} \phi_k},$$

где A – коэффициент, определяемый материалом полупроводника.

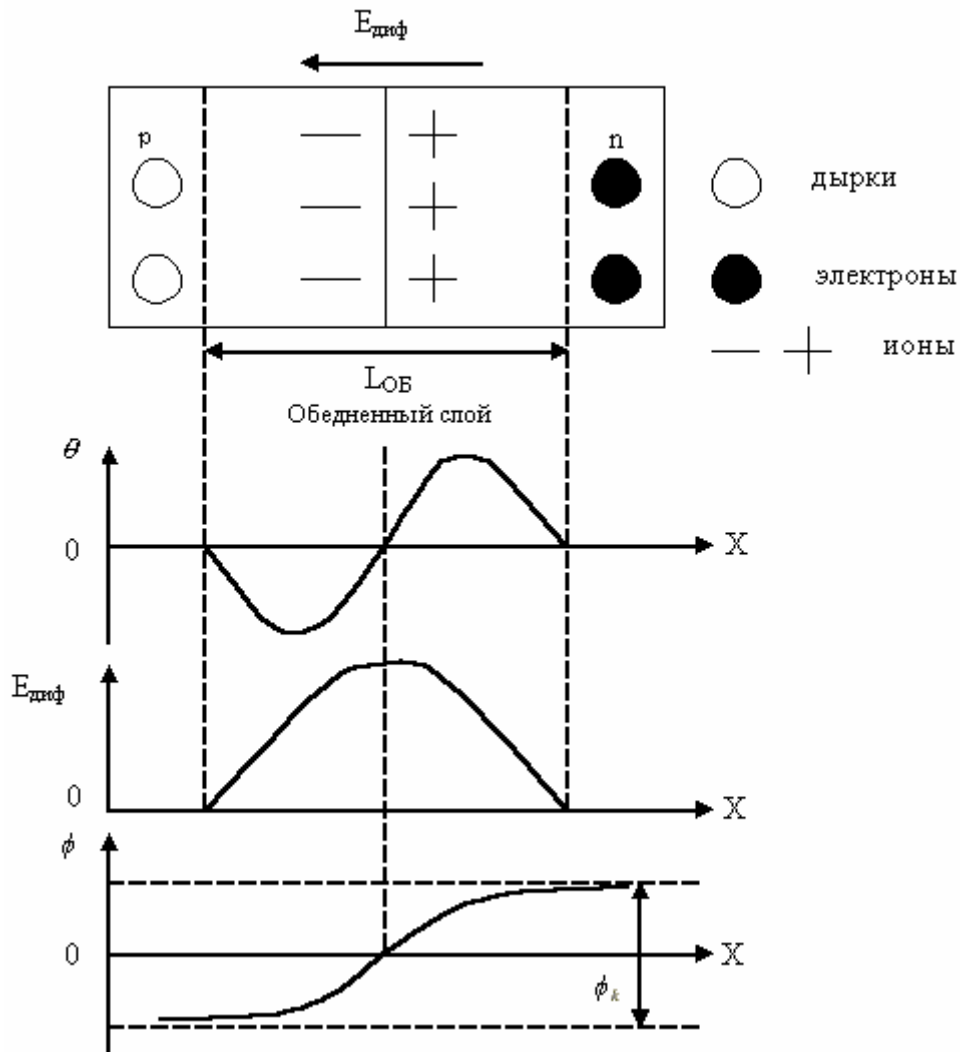


Рис.3.1 Электронно-дырочный переход

3.2 Ток через p-n-переход

Через p-n-переход течет ток, представляющий сумму диффузионной и дрейфовой составляющих. Диффузионный ток образуется основными носителями заряда, для движения которых диффузионное поле является тормозящим. Увеличение диффузионного тока увеличивает напряженность поля $E_{\text{диф}}$, контактную разность потенциалов ϕ_k и потенциальный барьер $\mathcal{A}\phi_k$. Это приводит к уменьшению тока. Таким образом устанавливается равновесие.

Дрейфовый ток образуется неосновными носителями заряда, для которых диффузионное поле является ускоряющим.

В равновесном состоянии сумма диффузионного и дрейфового токов равна нулю:

$$I_{\text{диф}} + I_{\text{др}} = 0.$$

3.3 Прямое включение p-n-перехода

Прямым называется такое включение, при котором создаваемое внешним напряжением поле направлено против диффузионного поля (рис.3.2).

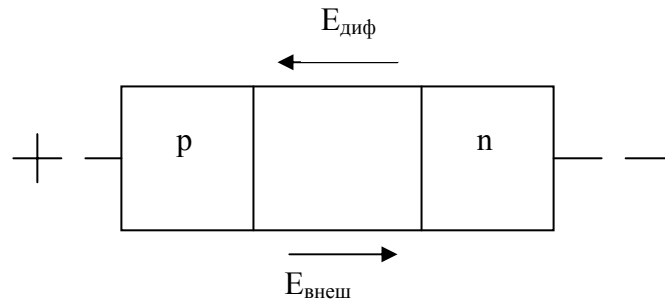


Рис.3.2 Прямое включение р-п-перехода

В результате контактная разность потенциалов уменьшается, потенциальный барьер снижается, ток основных носителей заряда через переход увеличивается.

3.4 Обратное включение р-п-перехода

Обратное включение р-п-перехода характеризуется тем, что напряженность поля, создаваемого внешним напряжением, совпадает по направлению с напряженностью диффузионного поля (рис.3.3).

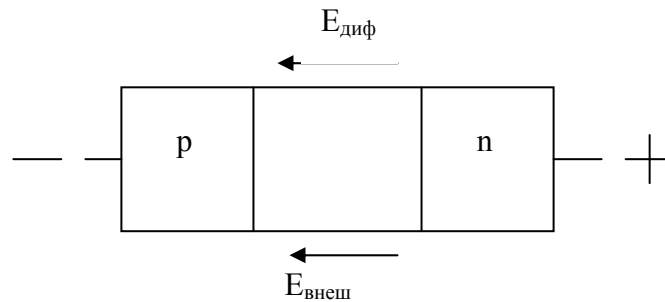


Рис.3.3 Обратное включение р-п-перехода

В результате контактная разность потенциалов увеличивается, потенциальный барьер повышается, ток основных носителей заряда через переход уменьшается.

3.5 Вольт-амперная характеристика (ВАХ) идеализированного р-п-перехода

Вольт-амперная характеристика р-п-перехода – это зависимость тока через переход от приложенного к нему напряжения.

Идеализация р-п-перехода заключается в принятии следующих допущений:

1. Прилегающие к переходу области р и п характеризуются нулевым удельным сопротивлением. Поэтому внешнее напряжение прикладывается непосредственно к р-п-переходу.
2. В области р-п-перехода отсутствуют процессы генерации и рекомбинации свободных носителей заряда. Тогда ток через переход в зависимости от приложенного к переходу внешнего напряжения $U_{внеш}$, т.е. вольт-амперную характеристику можно описать формулой Шокли:

$$I = I_0 \left(\exp \frac{U_{внеш}}{kT} - 1 \right),$$

где I_0 – тепловой ток, который создается неосновными носителями заряда и зависит от трех факторов:

1. Концентрации неосновных носителей заряда, обратно пропорциональной концентрации примесей.

2. Ширины запрещенной зоны ΔW . Чем больше ΔW тем меньше I_0 .
3. Температуры. С увеличением температуры растет скорость генерации носителей заряда и увеличивается их концентрация.

3.6 Зонная (энергетическая) диаграмма p-n-перехода

При $U_{\text{внеш}} = 0$. Состояние равновесия. Уровень Ферми имеет одно значение для всей структуры (рис.3.4).

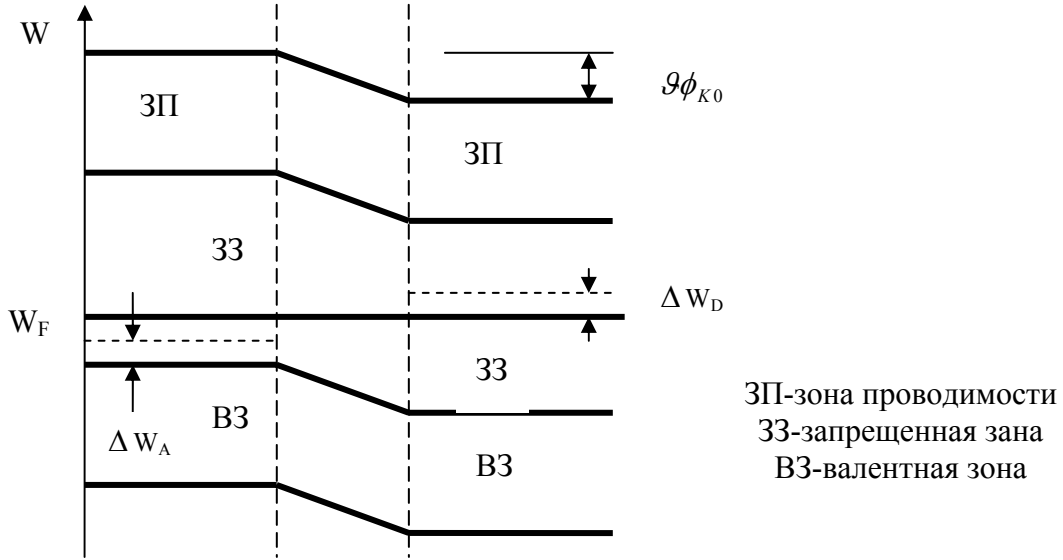


Рис.3.4 Зонная диаграмма равновесного p-n-перехода

При $U_{\text{внеш}} \neq 0$. Прямое включение p-n-перехода (рис.3.5).

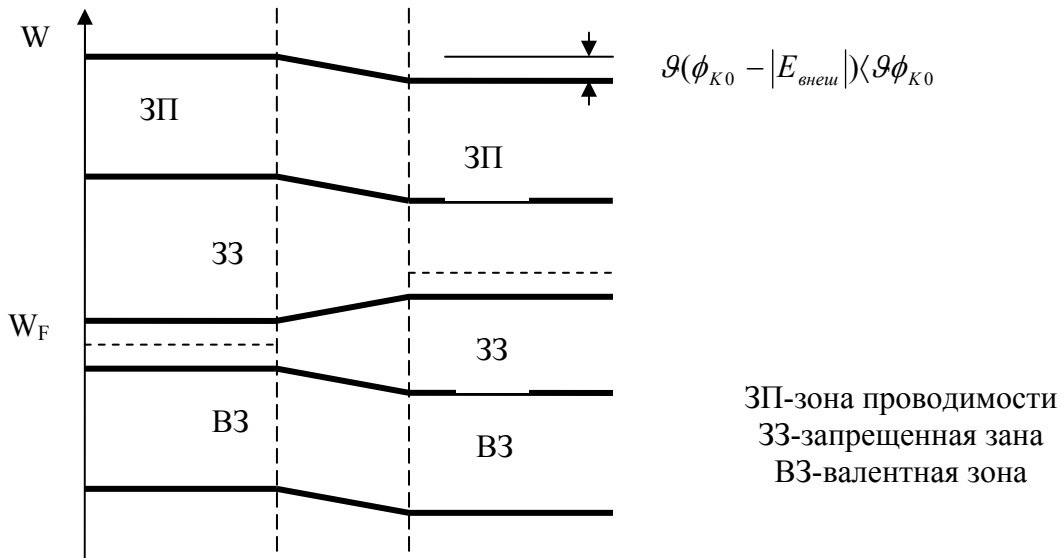


Рис.3.5 Зонная диаграмма при прямом включении p-n-перехода

При $U_{\text{внеш}} \neq 0$. Обратное включение p-n-перехода (рис.3.6).

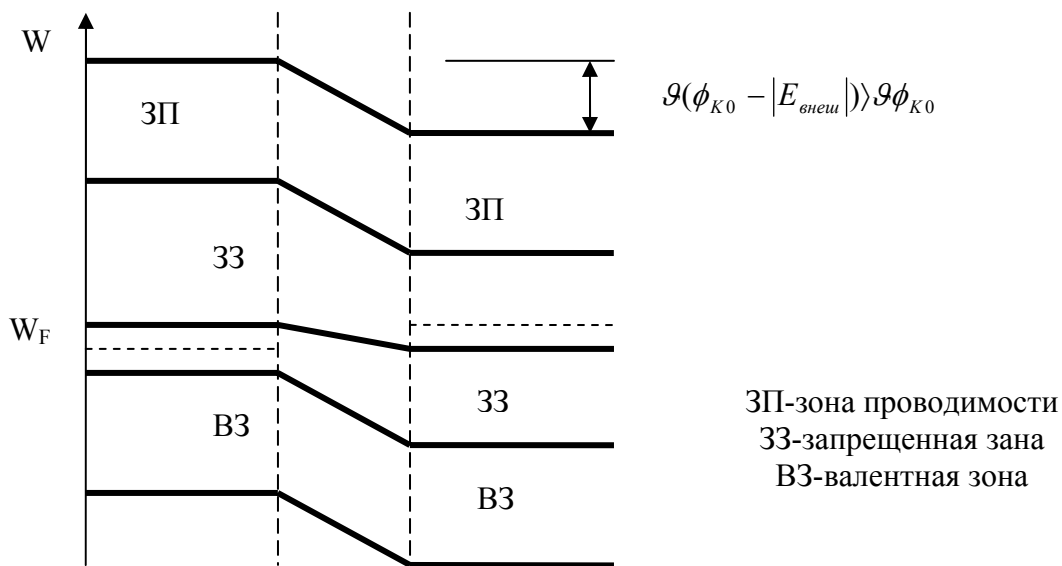


Рис.3.6 Зонная диаграмма при обратном включении p-n-перехода

3.7 Отличия ВАХ реального и идеализированного p-n-переходов

Реальные p-n-переходы являются, как правило, несимметричными. При этом концентрация примеси в одной области превышает концентрацию примеси в другой. Область с большей концентрацией называется эмиттером, с меньшей – базой. Меньшая концентрация примесей означает меньшую электропроводность и большее удельное сопротивление. Поэтому в реальных p-n-переходах пренебрегать удельным сопротивлением базы нельзя. Эквивалентная схема реального p-n-перехода имеет вид (рис.3.7).

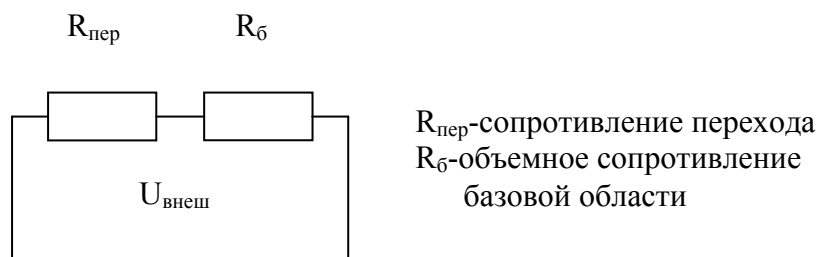


Рис.3.7 Эквивалентная схема реального p-n-перехода

Вторым отличием реального p-n-перехода от идеализированного является наличие в обедненном слое процессов генерации и рекомбинации носителей заряда. Поэтому при обратном включении ток через переход не постоянен, а зависит от приложенного к переходу напряжения (рис.3.8).

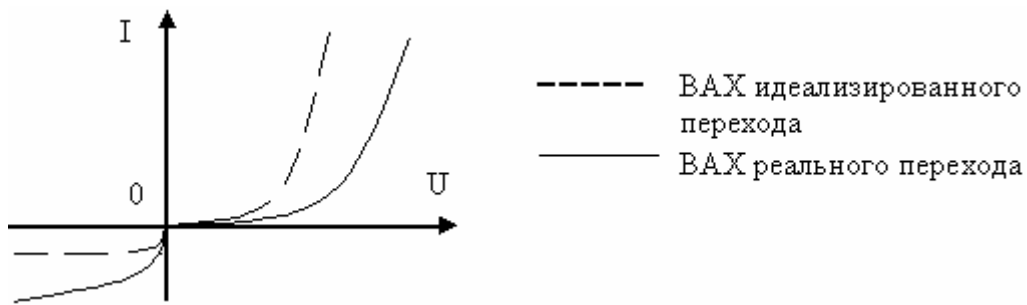


Рис.3.8 Отличие ВАХ реального p-n-перехода от идеализированного

Третье отличие заключается в присутствии явления пробоя при обратном включении p-n-перехода.

3.8 Пробой p-n-перехода

Пробой проявляется как резкое увеличение тока через p-n-переход при незначительном изменении приложенного обратного напряжения.

Различают три вида пробоя.

Лавинный пробой – возникает за счет лавинного размножения неосновных носителей заряда путем ударной ионизации. Напряжение, при котором он появляется, увеличивается с ростом температуры (рис.3.8).

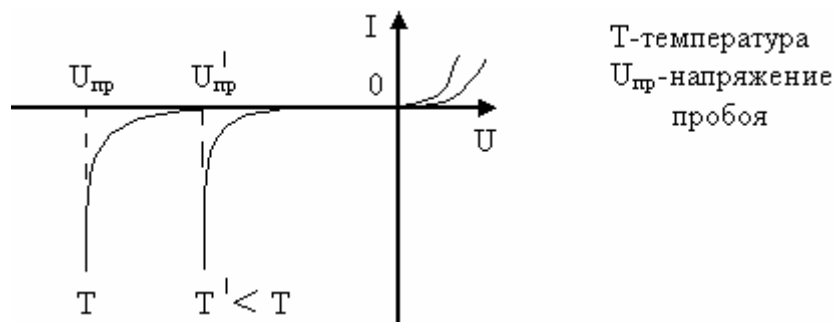


Рис.3.8 ВАХ при лавинном пробое

Туннельный пробой – возникает за счет перехода электронов из связанного состояния в свободное без сообщения им дополнительной энергии. С ростом температуры напряжение пробоя уменьшается (рис.3.9).

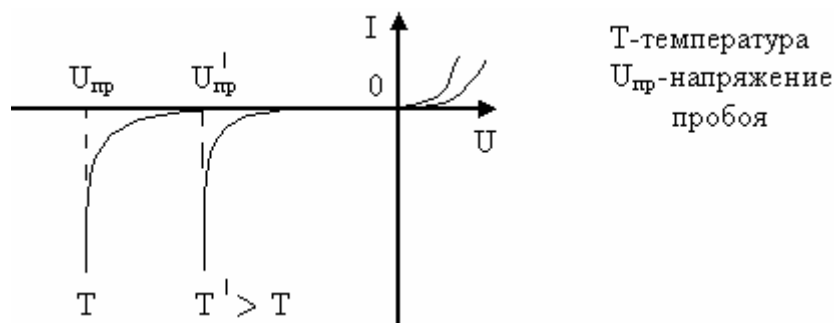


Рис.3.9 ВАХ при туннельном пробое p-n-перехода.

Тепловой пробой – это пробой, развитие которого обусловлено выделением тепла вследствие прохождения тока через переход. В отличие от лавинного и туннельного является

необратимым. То есть в результате пробоя переход перестает работать. С ростом температуры напряжение пробоя уменьшается (рис.3.10).

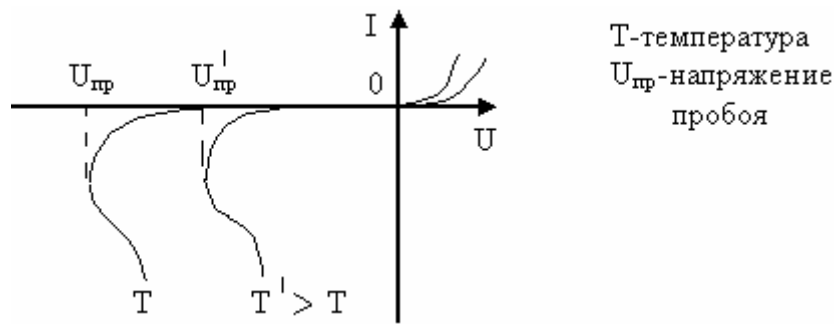


Рис.3.10 ВАХ при тепловом пробое p-n-перехода

3.9 Зависимость ВАХ p-n-перехода от температуры

С ростом температуры ток через p-n-переход при прямом включении увеличивается из-за увеличения энергии носителей электрического заряда, которые за счет этого легче преодолевают потенциальный барьер.

При обратном включении p-n-перехода с ростом температуры ток через него увеличивается за счет увеличения скорости генерации носителей заряда в переходе (рис.3.11).

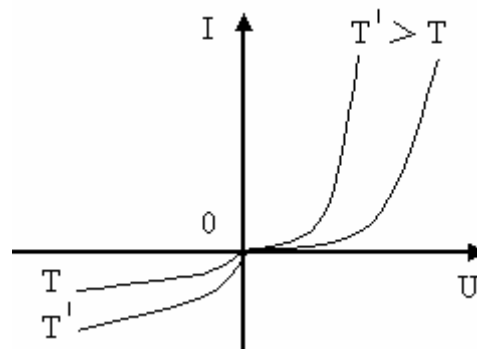


Рис.3.11 Зависимость ВАХ p-n-перехода от температуры

3.10 Зависимость ВАХ p-n-перехода от материала полупроводника

Вольт-амперная характеристика p-n-перехода зависит от ширины запрещенной зоны ΔW энергетической диаграммы материала полупроводника.

Чем больше ширина запрещенной зоны ΔW , тем меньше скорость тепловой генерации и меньше концентрация неосновных носителей, создающих обратный ток I_0 . Следовательно обратный ток меньше.

При прямом включении p-n-перехода ток через него будет тем больше, чем меньше ширина запрещенной зоны. Действительно, ток через p-n-переход определяется как

$$I = I_0 \left(\exp \frac{U_{\text{внеш}}}{kT} - 1 \right).$$

С увеличением значения ΔW , ток I_0 уменьшается и ток I также уменьшается.

Для наиболее распространенных полупроводниковых материалов Ge, Si и GaAs ВАХ соотносятся следующим образом (рис.3.12).

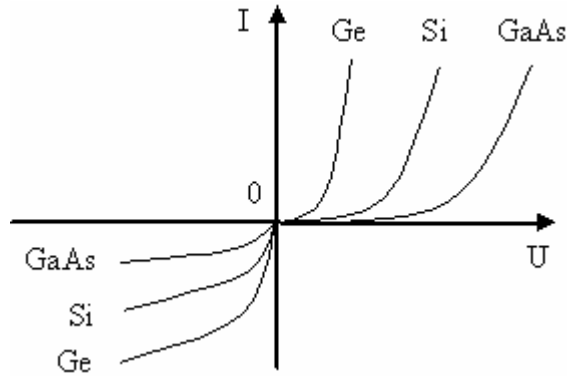


Рис.3.12 Зависимость ВАХ p-n-перехода от материала

3.11 Емкость p-n-перехода

В обедненном слое p-n-перехода присутствуют объемные заряды, которые образованы зарядами ионизированных донорных и акцепторных примесей. Эти заряды равны по величине и противоположны по знаку. Поэтому обедненный слой подобен конденсатору. Так как заряды определяют потенциальный барьер, то емкость называется барьерной. Ее величина равна

$$C_B = \frac{C_{B0}}{(1 - U/\phi_k)^n}, \text{ где } C_{B0} = S \sqrt{\frac{q\epsilon\epsilon_0 N_A N_D}{2\phi_k (N_A + N_D)}},$$

S – площадь p-n-перехода,

U – внешнее напряжение, приложенное к переходу,

$n = 0,5$ для резкого перехода, $n = 0,3$ для плавного перехода.

Зависимость величины барьерной емкости от величины приложенного к переходу напряжения называется вольт-фарадной характеристикой (рис.3.13).

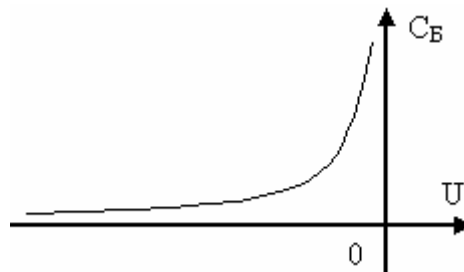


Рис.3.13 Вольт-фарадная характеристика

При прямом включении p-n-перехода происходит процесс инжекции неосновных носителей заряда. Появляются избыточные концентрации неосновных носителей в каждой области и в соответствии с условием электрической нейтральности равные им избыточные концентрации основных носителей. Таким образом, в n-области (как в конденсаторе) оказываются в равном количестве положительный заряд избыточных дырок (неосновные носители) и отрицательный заряд избыточных электронов (основные носители). Аналогично p-область ведет себя как конденсатор с отрицательным зарядом избыточных электронов (неосновные носители) и равным ему положительным зарядом избыточных дырок (основные носители).

Процесс накопления избыточных зарядов принято характеризовать диффузионной емкостью, которая учитывает изменение избыточных носителей (дырок и электронов) в обеих областях при изменении напряжения.

Диффузионная емкость определяется прямыми диффузионными токами дырок I_p и электронов I_n (отсюда название емкости) и временем жизни неосновных носителей τ_p и τ_n :

$$C_{\text{диф}} = \frac{\tau_p \mathcal{G}}{kT} I_p + \frac{\tau_n \mathcal{G}}{kT} I_n.$$

Диффузионные токи I_p и I_n растут с увеличением прямого напряжения на p-n-переходе и быстро обращаются в нуль при обратном. Поэтому зависимость $C_{\text{диф}}$ от напряжения примерно повторяет ход прямой ветви ВАХ p-n-перехода.

Эквивалентная схема p-n-перехода, учитывающая его емкостные свойства приведена на рис.3.14.

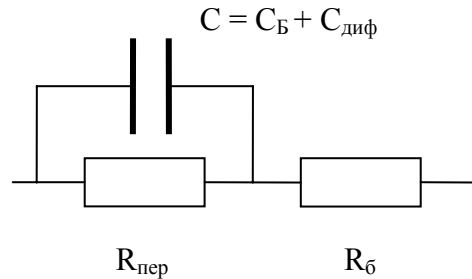


Рис.3.14 Эквивалентная схема p-n-перехода

3.12 Контакт металл-полупроводник

Контакты между полупроводником и металлом широко используются для формирования внешних выводов от полупроводниковых областей приборов и создания быстродействующих диодов. Тип контакта металл-полупроводник определяется работой выхода электронов из металла и полупроводника, током проводимости полупроводника и концентрацией примеси в нем.

Работа выхода электронов – это энергия, необходимая для перевода электронов с уровня Ферми на потолок верхней свободной зоны.

При идеальном контакте металла с полупроводником и без учета поверхностных состояний происходит диффузия электронов преимущественно из материала с меньшей работой выхода. В результате диффузии и перераспределения зарядов нарушается электрическая нейтральность прилегающих к границе раздела областей, возникает контактное электрическое поле и контактная разность потенциалов

$$\phi_k = \frac{A_M - A_{\text{П}}}{\mathcal{G}},$$

где A_M , $A_{\text{П}}$ – работа выхода электронов из металла и полупроводника.

Переходный слой, в котором существует контактное (или диффузионное) электрическое поле и который образован в результате контакта между металлом и полупроводником, называется переходом Шотки.

В зависимости от типа электропроводности полупроводника и от соотношения работ выхода в полупроводнике может возникать обедненный или обогащенный слой. Если работа выхода в металле меньше работы выхода в полупроводнике $A_M < A_{\text{П}}$, то электроны с большей вероятностью будут переходить из металла в полупроводник. Это приводит к образованию в полупроводнике обедненного слоя, если полупроводник p-типа, или даже инверсного слоя, если $A_M \ll A_{\text{П}}$. Если полупроводник n-типа, то образуется обогащенный слой.

В обедненных слоях пространственный заряд формируется в результате нарушения компенсации заряда ионизированных примесей основными носителями, а в обогащенных – из-за накопления основных носителей заряда. Обогащенный слой обуславливает малое сопротивление приконтактной области полупроводника по сравнению с сопротивлением объема полупроводника. Поэтому такой переход не обладает выпрямляющими свойствами и образует омический контакт. При наличии обедненного или инверсного слоя переход Шотки обладает выпрямляющими свойствами, т.к. внешнее напряжение, падая в основном на

высокоомном переходе, будет изменять высоту его потенциального барьера, изменяя условия прохождения носителей заряда через переход.

Характерной особенностью выпрямляющего перехода Шоттки в отличие от р-n-перехода является разная высота потенциальных барьеров для электронов и дырок. В результате через переход Шоттки может не происходить инжекция неосновных носителей заряда в полупроводник. Поэтому они не накапливаются и нет необходимости в их рассасывании. Отсюда высокое быстродействие перехода Шоттки.

3.13 Гетеропереходы

Гетеропереходом называется переходный слой с существующим там диффузионным электрическим полем между двумя различными по химическому составу полупроводниками.

Ширина электрических зон различных полупроводников различна. Поэтому на границе раздела двух полупроводников (на металлургическом контакте гетероперехода) получается разрыв дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. В результате разрывов высота потенциальных барьеров для электронов и дырок в гетеропереходе оказывается различной. Это является особенностью гетеропереходов, обуславливающей специфические свойства гетеропереходов в отличие от р-n-переходов.

Гетеропереходы могут образовываться полупроводниками с различным типом проводимости: р-n, р-р, n-n. В зависимости от типа проводимости и ширины запрещенной зоны энергетических диаграмм ток через переход может определяться как электронами, так и дырками. Например, через контакт германия р-типа и арсенида галлия n-типа течет, в основном, электронный ток (рис.3.15).

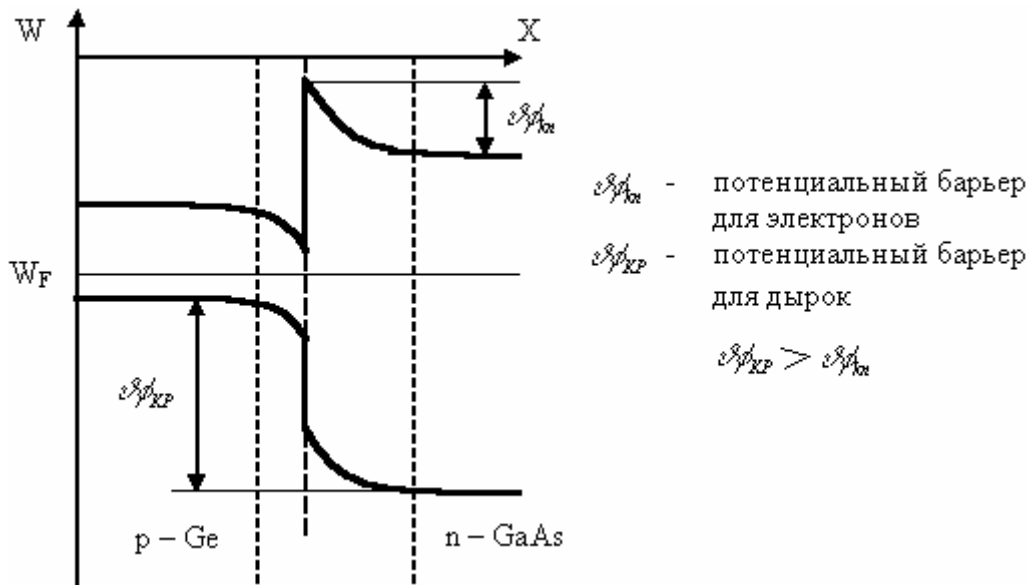


Рис.3.15 Зонная диаграмма перехода Ge (р-типа) – GaAs (n-типа)

Через переход германий р-типа, арсенид галлия р-типа течет, в основном дырочный ток (рис.3.16).

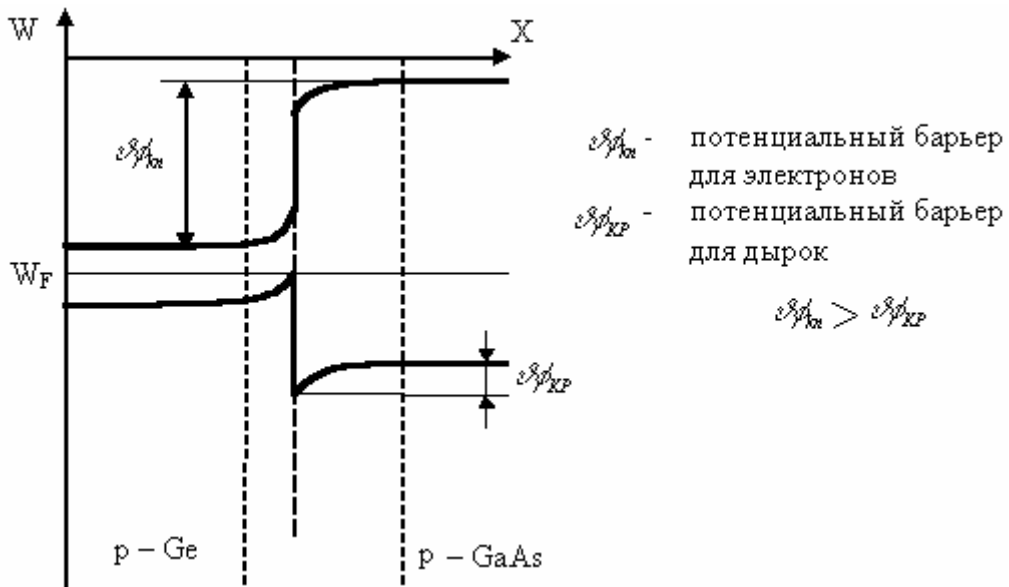


Рис.3.16 Зонная диаграмма перехода Ge (p-типа) – GaAs (p-типа)

Для формирования качественного гетероперехода необходимо совпадение типа, ориентации и периода кристаллических решеток контактирующих полупроводников, чтобы кристаллическая решетка одного полупроводника с минимальным количеством нарушений переходила в кристаллическую решетку другого полупроводника. Наиболее широкое применение в полупроводниковых приборах имеют гетеропереходы между полупроводниками на основе арсенидов, фосфидов и антимонидов галлия и алюминия. Благодаря близости ковалентных радиусов галлия и алюминия изменения химического состава полупроводников в гетеропереходе происходят без изменения периода кристаллической решетки. Гетеропереходы создают также на основе многокомпонентных твердых растворов, в которых при изменении состава в широких пределах период решетки не изменяется.

3.14 Структура металл-диэлектрик-полупроводник

Структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) составляют основу полевых МДП транзисторов, фотоэлектрических приборов, конденсаторов, управляемых напряжением, а также широко используются в интегральных схемах.

Простейшая МДП структура содержит полупроводниковый кристалл – подложку, слой диэлектрика, металлический электрод – затвор, омический контакт к подложке (рис.3.17).

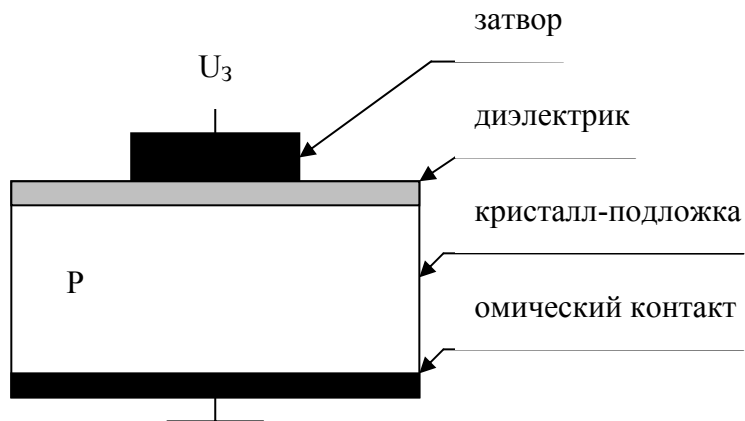


Рис.3.17 Простейшая МДП структура

Структура имеет два вывода – затвор и контакт к подложке и является МДП конденсатором, емкость которого зависит от напряжения U между затвором и выводом подложки.

Напряжение затвора создает электрическое поле, проникающее через тонкий (0,03...0,1) мкм слой диэлектрика в приповерхностный слой полупроводника, где оно изменяет концентрацию носителей. В зависимости от значения напряжения наблюдаются режимы обогащения, обеднения или инверсии.

Эквивалентную схему МДП структуры можно представить последовательным включением двух конденсаторов C_D – емкость диэлектрика и C_{II} :

$$C_{II} = \frac{d\varrho_{II}}{d\varphi_{пов}} S,$$

где ϱ_{II} – плотность заряда нескомпенсированных ионов примесей и подвижных носителей заряда в полупроводнике,

$\varphi_{пов}$ – напряжение в поверхностном слое полупроводника,

S – площадь затвора.

Наиболее широко применяется МДП структура на основе кремния, где диэлектриком служит диоксид кремния, затвором – пленка алюминия.

ТИПОВЫЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Технология изготовления полупроводниковых приборов и интегральных схем основывается на типовых технологических процессах.

4.1 Подготовительные операции

Монокристаллические слитки полупроводников получают обычно путем кристаллизации из расплава методом Чохральского. В этом методе стержень с затравкой в виде монокристалла после соприкосновения с расплавом медленно поднимают с одновременным вращением. Вслед за затравкой вытягивается нарастающий и застывающий слиток.

Кристаллографическая ориентация слитка (его поперечного сечения) определяется кристаллографической ориентацией затравки. Чаще других используются слитки с поперечным сечением, лежащим в плоскости (111) или (100). Типовой диаметр слитков составляет 80 мм, а максимальный 1,5 м.

Слитки полупроводника разрезают на множество тонких пластин (0,4...0,5) мм, из которых затем изготавливают интегральные схемы или другие приборы. Перед началом основных технологических операций пластины многократно шлифуют, а затем полируют. Цель шлифовки, помимо удаления механических дефектов, состоит также в том, чтобы обеспечить необходимую толщину пластины (200...300) мкм и параллельность плоскостей. Полировка уменьшает неровности поверхности до уровня сотых долей микрона.

Далее поверхности очищают и обезжиривают в органических растворителях – толуол, ацетон, этиловый спирт и др.

4.2 Эпитаксия

Эпитаксией называется процесс наращивания монокристаллических слоев на подложку, при котором кристаллическая ориентация наращиваемого слоя повторяет кристаллографическую ориентацию подложки.

Тепловой – хлоридный процесс эпитаксии применительно к кремнию состоит в следующем. Монокристаллические кремниевые пластины загружают в тигель и помещают в кварцевую трубу. Через трубу пропускают поток водорода, содержащий небольшую примесь тетрахлорида кремния. При температуре около 1200⁰С, которая обеспечивается высокочастотным нагревом тигля, на поверхности пластин происходит реакция, в результате

которой на подложке постепенно осаждается слой чистого кремния. Если к парам тетраоксида кремния добавить пары соединений бора или фосфора, то эпитаксиальный слой будет иметь уже не собственную, а, соответственно, дырочную или электронную проводимость.

Таким образом, эпитаксия позволяет выращивать монокристаллические слои любого типа проводимости и любого удельного сопротивления на подложке, обладающей тоже любым типом и величиной проводимости.

Эпитаксиальная пленка может отличаться от подложки по химическому составу. Способ получения тонких пленок называют гетероэпитаксией, в отличие от гомоэпитаксии, описанной выше. Граница между эпитаксиальным слоем и подложкой не получается идеально резкой, т.к. примеси в процессе эпитаксии частично диффундируют из одного слоя в другой. Это обстоятельство затрудняет создание сверхтонких (менее 1 мкм) и многослойных эпитаксиальных структур.

Помимо описанной газовой эпитаксии существует жидкостная эпитаксия, при которой наращивание монокристаллического слоя осуществляется из жидкой фазы, т.е. раствора, содержащего необходимые компоненты.

4.3 Термическое окисление

Окисление кремния – один из самых характерных примеров современной технологии. Получаемая при этом пленка двуоксида кремния выполняет несколько важных функций, в том числе:

- функцию защиты поверхности,
- функцию маски, через окна которой вводятся необходимые примеси,
- функцию тонкого диэлектрика под затвором МДП транзистора.

Искусственное окисление кремния осуществляется обычно при температуре 1000...1200⁰С. Такое термическое окисление можно проводить в атмосфере кислорода – сухое окисление, в смеси кислорода с парами воды – влажное окисление или просто в парах воды.

Во всех случаях процесс проводится в окислительных печах. Основу таких печей составляет, как и при эпитаксии, кварцевая труба, в которой размещаются пластины кремния. Через трубу пропускается поток кислорода или пары воды, которые реагируют с кремнием в высокотемпературной зоне.

Различают «толстые» и «тонкие» окислы. Толстые окислы (0,7...0,8) мкм выполняют функции защиты и маскировки, а тонкие (0,1...0,2) мкм – функции подзатворного диэлектрика.

Одной из важных проблем при выращивании пленки является обеспечение ее однородности. В зависимости от качества поверхности пластины, от чистоты реагентов и режима выращивания в пленке возникают те или иные дефекты. Распространенным типом дефектов является микро и макропоры, вплоть до сквозных отверстий.

4.4 Диффузия

Внедрение примесей в исходную пластину путем диффузии при высокой температуре является основным способом легирования полупроводников с целью создания диодных и транзисторных структур.

Диффузия может быть общей и локальной. В первом случае она осуществляется по всей поверхности пластины, а во втором – на определенных участках пластины через окна в маске.

Диффузию можно проводить однократно и многократно. Например, в исходную пластину n-типа можно во время первой диффузии внедрить акцепторную примесь и получить р-слой, а затем во время второй диффузии внедрить в полученный р-слой на меньшую глубину донорную примесь и тем самым обеспечить трехслойную структуру. Примеси, вводимые путем диффузии, называют диффузантами.

Внедрение примесей обычно осуществляется также как при эпитаксии и окислении. Для этого используются однозонные или двухзонные диффузионные печи. Двухзонные печи

используются в случае твердых диффузантов. В таких печах имеются две высокотемпературные зоны. Одна для испарения источника диффузанта, вторая собственно для диффузии. В случае жидких и газообразных источников диффузанта нет необходимости в их высокотемпературном испарении. Поэтому используются однозонные печи.

4.5 Ионная имплантация

Суть этого метода состоит в бомбардировке подложки ионами примеси с энергией в несколько десятков килоэлектрон-вольт. Необходимую энергию ионы получают при ускорении в электрическом поле ионно-лучевого ускорителя.

Ионная имплантация, так же как диффузия, может быть общей и локальной. В последнем случае бомбардировка проводится через маски. Материалом для масок могут служить двуокись кремния и алюминий.

В принципе ионную имплантацию можно проводить многократно. Однако сочетание энергий, времен экспозиции и режимов отжига, необходимое для многократной имплантации, оказывается затрудненным. Поэтому ионная имплантация получила основное распространение при создании тонких одинарных слоев.

Главным преимуществом ионной имплантации является низкая температура процесса и его хорошая контролируемость.

4.6 Травление

В общем случае травление рассматривается как не механический способ изменения рельефа поверхности твердого тела.

Процесс химического травления состоит в химической реакции жидкого травителя с твердым телом с образованием растворимого соединения. Последнее смешивается с травителем и в дальнейшем удаляется вместе с ним. В отличие от механического удаления травление обеспечивает гораздо большую точность процесса. Стравливание происходит плавно – один мономолекулярный слой за другим. Подбирая травитель, его концентрацию, температуру и время травления, можно весьма точно регулировать толщину удаляемого слоя.

Для большей равномерности травления и удаления продуктов реакции с поверхности ванночку с раствором вращают в наклонном положении – динамическое травление. Или вводят в раствор ультразвуковой вибратор – ультразвуковое травление.

Электролитическое травление отличается тем, что химическая реакция жидкости с твердым телом и образование растворимого соединения происходит в условиях протекания тока через жидкость, причем твердое тело играет роль одного из электродов – анода.

Методы анизотропного травления основаны на том, что скорость химической реакции, лежащей в основе классического травления, зависит от кристаллографического направления. Поэтому при использовании специальных анизотропных травителей скорость травления оказывается в разных направлениях разная.

4.7 Техника масок

В технологии полупроводниковых приборов маски обеспечивают локальный характер напыления, легирования, травления, а в некоторых случаях и эпитаксии. Всякая маска содержит совокупность отверстий – окон. Ведущее место в технологии изготовления масок занимает фотолитография.

В основе фотолитографии лежит использование материалов, которые называют фоторезистами и которые чувствительны к ультрафиолетовому излучению.

Процесс фотолитографии для получения окон в окисной маске, покрывающей поверхность кремниевой пластины, в общих чертах, состоит в следующем.

На окисленную поверхность пластины наносят тонкий (1 мкм) слой фоторезиста. Затем накладывают фотошаблон – стеклянную пластину, на одной из сторон которой нанесена тонкая непрозрачная пленка с необходимым рисунком в виде прозрачных отверстий. И экспонируют его в лучах кварцевой лампы. После этого фотошаблон снимают. Далее через фоторезистивную маску производится травление окисного слоя вплоть до кремния. После удаления фоторезистивной маски конечным итогом фотолитографии оказывается кремниевая пластина, покрытая окисной маской. Через нее можно осуществлять диффузию, ионную имплантацию, травление и т.п.

4.8 Металлизация

Процесс металлизации призван обеспечить омические контакты со слоями полупроводника, соединения и контактные площадки. Основным материалом для металлизации служит алюминий. Он оказался оптимальным в силу малого удельного сопротивления, хорошей адгезии к окислу кремния, возможности сварных контактов, отсутствие коррозии, низкой стоимости.

При создании металлической разводки сначала на всю поверхность кристалла напыляют сплошную пленку алюминия толщиной около 1 мкм. Эта пленка контактирует со слоями кремния в специально сделанных с помощью фотолитографии окнах в окисле. После очередной процедуры фотолитографии, вытравливание алюминия с незащищенных участков и удаление фоторезиста остается запланированная металлическая разводка.

Разводка может быть многослойной, разделенной изолирующими слоями. В качестве диэлектрика чаще всего используется монооксид кремния.

Проблема омических контактов при использовании алюминия состоит в том, что если пленку алюминия напылить на поверхность кремния, то образуется барьер Шотки. Причем барьер на границе с n-слоем является не омическим, а выпрямляющим. Чтобы этого избежать, область n-слоя вблизи контакта специально легируют, превращая ее в n^+ - слой с концентрацией доноров 10^{20} см^{-3} и более.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы: Учеб. для вузов по спец. «Полупроводники и диэлектрики» и «Полупроводниковые и микроэлектронные приборы» - 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Высшая шк., 1987.
2. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника: учеб. пособие для вузов/Ю.Л. Бобровский, С.А. Корнилов, И.А. Кратиров и др.; Под ред. Проф. Н.Д. Федорова. – М.: Радио и связь, 1998.
3. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники: Учебное пособие для вузов. – М.: Сов. Радио, 1980.
4. Электронные приборы. Учебник для вузов/В.Н. Дулин, Н.А. Аваев, В.П. Демин и др.; под ред. Г.Г. Шишкина. – 4-е издание, перераб. и доп.-М.: Энергоатомиздат, 1989.
5. Носов Ю.Р. Оптоэлектроника.-2-е изд., перераб. и доп. – М.: Радио и связь, 1989.