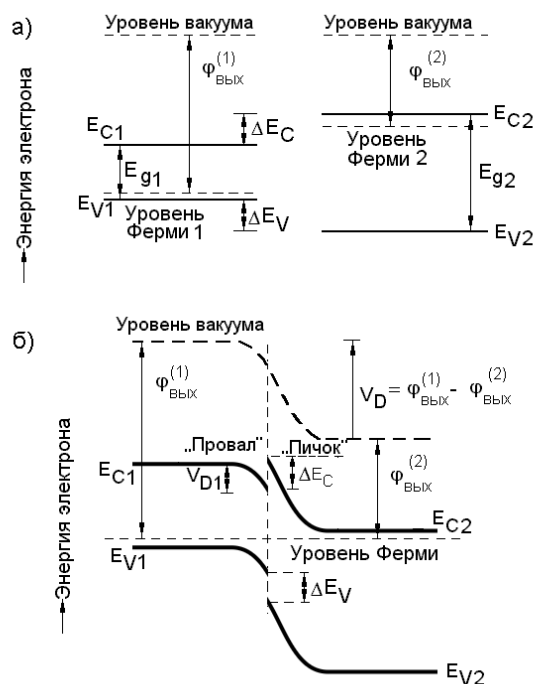


В.Н. Давыдов

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

*Учебное пособие
для студентов направления 2100100
«Электроника и наноэлектроника», профиль
«Электронные приборы и устройства»*



Министерство образования и науки РФ

**ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

В.Н. Давыдов

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Учебное пособие

2013

Давыдов В.Н.

Твердотельная электроника: Учеб. пособие. – Томск: ТУСУР, 2013. – 175 с.

В учебном пособии изложены основные физические явления в твердых телах, положенные в основу работы базовых элементов современной твердотельной электроники. В качестве теоретической базы курса рассмотрены основы зонной теории твердых тел, механизмы поглощения излучения полупроводниками, их фотоэлектрические и эмиссионные свойства, а также явления, протекающие вблизи контакта двух материалов и в приповерхностных слоях полупроводников. Рассмотрены твердотельные приборы, принцип работы которых основаны на рассмотренных явлениях и свойствах твердых тел: фоторезисторы, фотоприемные элементы на основе фотоэда различной природы, полупроводниковые лазеры, светодиоды, матричные фотоприемные устройства, гетеропереходы, варикапы, полевые и биполярные транзисторы, тиристоры т.д. Указаны перспективные направления развития материаловедческой и технологической базы твердотельной электроники, принципов построения новых электронных устройств.

Пособие предназначено для студентов технических вузов, обучающихся по заочной форме, в том числе с применением дистанционных технологий. Для освоения материала пособия не требуется специальных знаний, кроме знания основ высшей математики и общей физики в объемах, осваиваемых на первых курсах вузов. Оно будет также полезно студентам дневной формы обучения, испытывающим трудности в освоении курса «Твердотельная электроника», а также изучающим близкие по направлению дисциплины.

© Давыдов Валерий Николаевич, 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ.....	7
2. ЭЛЕМЕНТЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ.....	9
2.1. Общие положения.....	9
2.2. Модельные представления.....	10
2.3. Зонная диаграмма и электропроводность.....	13
2.4. Квазиимпульс электрона. Долины энергии и зона	19
2.5. Положительно заряженные квазичастицы – дырки.....	24
2.6. Движение частиц под действием электрического поля.....	28
3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ.....	34
3.1. Основные параметры процесса поглощения излучения в полупроводниках.....	34
3.2. Основные механизмы поглощения излучения.....	39
3.3. Собственное поглощение. Прямые и непрямые переходы.....	40
3.4. Примесное поглощение излучения.....	44
3.5. Поглощение свободными носителями (внутризонное поглощение).....	45
3.6. Решеточное поглощение.....	47
4. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ.....	
4.1. Основные понятия и параметры.....	48
4.2. Фотопроводимость полупроводников. Собственная и примесная фотопроводимость.....	51
4.3. Фотовольтаические эффекты в полупроводниках.....	60
4.4. Квазиуровни Ферми в полупроводниках.....	65
4.5. Фотоэдс в однородных полупроводниках (фотоэдс Дембера).....	67
4.6. Фотоэдс в неоднородных полупроводниках (объемная фотоэдс).....	69
4.7. Барьерная фотоэдс.....	73
4.8. Применение фотоэлектрических явлений в твердотельной электронике.....	79

5. ЭМИССИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТВЕРДЫХ ТЕЛ.....	81
5.1. Описание излучательных процессов в полупроводниках.....	81
5.2. Спектр излучения твердого тела.....	85
5.3. Спонтанное и вынужденное излучение атома.....	89
5.4. Полупроводниковые лазеры.....	96
5.5. Светодиоды.....	101
6. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ.....	
6.1. Работа выхода	102
6.2. Контакт полупроводника с металлом. Диоды Шоттки.....	106
6.3. Полупроводниковые p-n переходы.....	111
6.4. Биполярный транзистор.....	115
6.5. Полупроводниковые тиристоры.....	118
6.6. Полупроводниковые гетеропереходы.....	119
6.7. Применение контактных свойств в твердотельной электронике.....	122
7. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ.....	124
7.1. Общие свойства поверхности полупроводников.....	124
7.2. Энергетическое состояние поверхности в электрическом поле.....	125
7.3. Электрофизические характеристики МДП-структуры.....	128
7.4. Фотоэлектрические характеристики МДП-структуры.....	132
7.5. Применение поверхностных свойств полупроводников в твердотельной электронике.....	135
8. ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ В ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ.....	137
8.1. Общие сведения о жидких кристаллах.....	137
8.2. Основные свойства жидких кристаллов.....	138
8.3. Типы и структура жидких кристаллов.....	140
8.4. Ориентационные эффекты в жидких кристаллах.....	144
8.5. Оптические свойства жидких кристаллов.....	149

8.6. Применение жидких кристаллов в твердотельной электронике.....	155
9. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ.....	160
9.1. Общие сведения о сверхпроводимости.....	160
9.2. Теория сверхпроводимости (теория БКШ).....	162
9.3. Поведение сверхпроводников в магнитном поле.....	165
9.4. Поведение сверхпроводников в электрическом поле.....	168
9.5. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости.....	170
9.6. Применение сверхпроводимости в твердотельной электронике.....	172
10. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ.....	173
11. ЛИТЕРАТУРА.....	175

1. ВВЕДЕНИЕ

При решении технических задач, в своей повседневной деятельности мы широко используем различные приборы и устройства твердотельной электроники. Применение твердотельных электронных приборов в различных сферах деятельности человека не случайно: они отличаются малыми габаритами и малым энергопотреблением, высоким быстродействием и высокой чувствительностью к внешним воздействиям (оптическому и корпускулярному излучению, электрическому и магнитному полям, упругим напряжениям, адсорбции-десорбции примесных молекул и т.д.), простотой и гибкостью управления, универсальностью выполняемых функций. В результате разработки и широкого применения приборов и методов твердотельной электроники в настоящее время развивается около двадцати ее отдельных направлений: оптоэлектроника, акустоэлектроника, пьезоэлектроника, магнитоэлектроника, криоэлектроника, хемотроника, молекулярная электроника, наноэлектроника, биоэлектроника и т.д.

Как и все объекты природы, это направление науки и техники имеет свою диалектику развития, сопровождающегося накоплением количественных изменений и последующим качественным переходом в новое состояние, в котором сохраняются перспективные элементы предыдущего состояния.

Чтобы представить путь развития твердотельной электроники и лучше понять изменение требований к ней в будущем, обратимся к истории. Первые элементы электронной техники на основе твердого тела в виде детекторов на контактах металлической иглы к полупроводниковому кристаллу появились в двадцатые годы прошлого столетия. Исследование этих контактов привело к созданию первых приборов твердотельной электроники: диодов на основе контактов металл-полупроводник. По мере развития теории твердого тела были созданы более надежные и более качественные диоды на основе контактов полупроводников разного типа проводимости. Но всех задач по преобразованию сигналов полупроводниковые диоды решить не могли.

Следующий качественный скачок в развитии твердотельной электроники произошел в пятидесятые годы XX века в связи с изобретением Шокли и Брандштейном нового элемента – биполярного транзистора на основе структур $p-n-p$ и $n-p-n$. С помощью транзисторов многие операции по преобразованию сигналов удалось значительно улучшить, переведя их с вакуумной техники на твердотельную, а также создать принципиально новые приборы, не имеющие аналогов среди приборов вакуумной техники. Это различные датчики внешних сигналов, тиристоры, симисторы и т.д.

Однако в конце шестидесятых годов XX века в твердотельной электронике возникла кризисная ситуация, связанная с низкой надёжностью сверхсложных электронных схем (прежде всего электронно-вычислительных машин и периферии к ним), их большими габаритами и высоким энергопотреблением. Эта кризисная ситуация была преодолена с помощью идей и технологий интегральной микроэлектроники. В результате их развития появились микросхемы различного назначения, содержащие в себе сотни тысяч транзисторов, диодов, планарных резисторов и емкостей. Однако последующее развитие и совершенствование техники, ориентированное преимущественно на решение информационных задач, создание вычислительной техники, показало, что многие проблемы решаются средствами микроэлектроники неоптимальным способом. В первую очередь это касалось принципов функционирования устройств ввода и вывода информации, увеличения памяти компьютера, отображения информации, увеличения ёмкости соединительных проводов, повышения быстродействия и снижения энергопотребления. Более того, с развитием фундаментальной науки появились материалы с новыми электронными свойствами, которые могут быть использованы в решении задач твердотельной электроники. К ним относятся жидкие кристаллы, сверхпроводники, синтезированные с помощью новейшей технологии различные квантовые структуры: сверхрешетки, квантовые ямы и т.д. В результате включения этих материалов, новых физических явлений, новых свойств в арсенал материалов и методов твердотельной электроники произошел

очередной качественный скачок, выразившийся в появлении оптоэлектроники, акустоэлектроники, пьезоэлектроники, наноэлектроники и т.д. Развитие этих направлений позволит в ближайшие годы решить проблемы современной твердотельной электроники: создание принципиально новых приборов твердотельной электроники, наращивание их функциональных возможностей, повышение надежности, снижение габаритов и энергопотребления и т.д.

Целью данного курса является изучение основных физических явлений и закономерностей, происходящих в объеме твердого тела или в его приповерхностном слое, которые используются или могут быть использованы для решения фундаментальных задач твердотельной электроники.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ЗОННОЙ ТЕОРИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

2.1. Общие положения

Ввиду того, что подавляющее число приборов и устройств твердотельной электроники используют свойства полупроводников, начнём изучение данного курса с рассмотрения фундаментальных свойств твердых тел. Нас интересуют преимущественно их электрические и оптические свойства.

Если рассматривать какое-либо электрическое или оптическое явление в твердом теле, то для понимания физических процессов, которые формируют данное явление, необходимо знать поведение в заданных условиях элементарной частицы: электрона - именно он определяет свойства твердого тела при действии на него различных физических полей. Исторически первой средой, в которой были изучены электронные явления, был газ. Последующее развитие науки и техники привело к необходимости изучения электронных процессов в твердых телах. Однако уже первые эксперименты с электропроводностью твердых тел показали, что она не может быть объяснена развитой к тому времени классической электронной теорией, хорошо объясняющей поведение электронов в вакууме и газах. Было непонятно: как, имея огромное количество электронов (находящихся у атомов), твердые тела

различного физико-химического состава имеют различающиеся на многие порядки электропроводности; почему их электропроводности по-разному зависят от температуры, освещения и т.д.?

На эти и другие вопросы классическая электронная теория ответить не могла, и потому были предприняты попытки построения новой теории - теории твердого тела.

2.2. Модельные представления

Модель Зоммерфельда. Исторически первой моделью, объясняющей электрические свойства твердых тел, была модель, разработанная немецким физиком Зоммерфельдом. В ее основе лежали ряд упрощающих допущений о физическом строении кристалла и механизмах взаимодействия его частиц с между собой и решеткой.

1. Поскольку атом является квантовой системой, то строгий подход к объяснению электропроводности твердых тел должен строиться на основе квантовых представлений об их строении. На момент создания теории Зоммерфельда в физике была хорошо разработана спектроскопическая модель атома, описывающая его состояния с помощью энергетического спектра атома в виде дискретного набора энергетических моноуровней. Однако в то время механизмы взаимодействия атомов в твердых телах не были известны, и Зоммерфельду ничего не оставалось, как считать атомы твердого тела невзаимодействующими между собой. Следовательно, каждый уровень энергии спектра изолированного атома в кристалле оказывался вырожден N раз, где N - число атомов в кристалле (N имеет порядок 10^{23}).

2. Из этой модели следовало, что для того, чтобы оторвать электрон от атома и перевести его в межатомное пространство, необходимо атому сообщить энергию, равную энергии ионизации изолированного атома E_{ion} . Обычное его значение составляет большую величину, достигающую несколько электронов-вольт. Этот электрон в межатомном пространстве Зоммерфельд считал уже классической частицей, способной менять свою энергию на сколь угодно

малую величину как это происходит у частицы в классической (ньютоновской) механике. Предполагалось также, что свободные электроны не принадлежат отдельным атомам, а могут свободно перемещаться по кристаллу, не испытывая влияния кулоновского поля его ионов. Это допущение было основано на том умозаключении Зоммерфельда, что суммарное поле ионов внутри кристалла точно компенсируется суммарным полем свободных электронов (их количества должны быть одинаковыми). Таким образом, заряд каждого иона должен быть компенсирован находящимся рядом зарядом свободного электрона. Поэтому движущийся через кристалл свободный электрон не испыты-

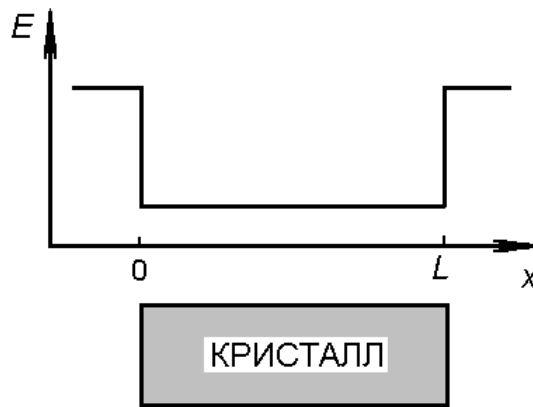


Рис.1.

вал электрического взаимодействия ни с ионами, ни с другими электронами. Потенциальный же барьер на поверхности кристалла удерживает электроны в нем, затрудняя их выход в вакуум. Зависимость энергии E свободного электрона в кристалле от координаты x по модели Зоммерфельда показана на рис.1. Здесь потенциальный барьер на поверхности равен работе выхода электрона из кристалла в вакуум.

Модель электропроводности твердых тел по Зоммерфельду оказалась малополезной для практики. Важным вопросом, на который она не давала ответ, являлся вопрос о причинах различия электропроводности различных твердых тел разного физико-химического состава. В этой связи Зоммерфельд считал, что в металлах валентные электроны легко отщепляются от атома, становясь свободными, и участвуют в электропроводности (E_{ion} - мала), тогда как у диэлектриков это сделать крайне трудно (E_{ion} - велика). Однако это объяснение различия электропроводностей различных кристаллов не согласуется с тем фактом, что численные значения энергий ионизации изолированных атомов E_{ion} металлов и диэлектриков слабо различаются между собой, а иногда у металлов могут оказаться даже больше, чем у диэлектриков.

Модель Блоха. Следующий шаг в уточнении модельных представлений о поведении электрона в кристалле сделан другим немецким физиком Блохом, который при решении квантово-механической задачи об энергетических уровнях электронов в объёме твердого тела учёл взаимодействие атомов между собой за счет перекрытия электронных оболочек соседних атомов. Он также учел, что свободный электрон, двигаясь в межатомном пространстве, испытывает кулоновское взаимодействие с электрическим полем ионов, находящихся в узлах кристаллической решетки.

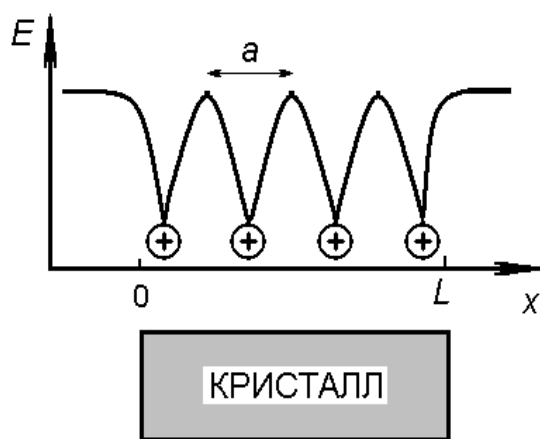


Рис.2.

Характер изменения энергии свободного электрона, движущегося вдоль ионных узлов решётки, имеет вид, показанный на рис. 2. Как можно видеть из рисунка, изменение энергии свободного электрона носит периодический характер с периодом, равным решётки a . Исследуя поведение свободного электрона в таком поле с

помощью аппарата квантовой механики, Блох показал, что в идеальной периодической решётке электрон движется свободно, как в вакууме, не испытывая столкновений с ионами кристалла - он их не “видит”! Но самое главное, оказалось, что свободный электрон в кристалле не может иметь произвольную энергию: весь диапазон ее значений оказался разделен на чередующиеся полосы разрешенных и запрещенных энергий. Их назвали **зонами** энергий. Более того, ширина зон запрещенных и разрешенных энергий определяется не только природой атомов решетки, но и степенью перекрытия электронных оболочек соседних атомов. В итоге ширина запрещенной зоны, определявшая энергию образования свободного электрона в кристалле оказалась отличной от энергии ионизации изолированного атома E_{ion} , и это также отличает модель Блоха от модели Зоммерфельда, где ширина запрещенной зоны отождествлена с E_{ion} .

2.3. Зонная диаграмма и электропроводность

Для объяснения электронных процессов в твердых телах удобно пользоваться так называемой **зонной диаграммой** твердого тела (полупроводника, диэлектрика). Она представляет собой зависимость энергии электрона от координаты в твердом теле. Чтобы нарисовать его правильную зонную диаграмму твердого тела, начнем с простейшей модели, описывающей поведение электрона в твердом теле, модели Зоммерфельда. Согласно ей, разрешённые уровни валентных электронов (т.е. электронов, находящихся на внешних орбитах атомов, именно они в первую очередь взаимодействуют с внешними полями, так как являются внешними электронами, как и человек, общается с окружающей средой через свою внешнюю оболочку - кожу) в кристалле расположены близко друг от друга и образуют систему уровней, простирающихся от дна потенциальной ямы до больших значений энергии. Эту систему уровней можно назвать **“валентной зоной”**, поскольку она описывает энергии электронов на валентных орбитах атома. Уровни энергий электронов с внутренних оболочек остаются невозмущёнными (напомню, что эти электроны не взаимодействуют ни друг с другом, ни с ионами решётки) и совпадают с уровнями энергии изолированного атома. Эти уровни одни и те же для каждого атома кристалла, и потому они оказываются N - кратно вырождены, где N - число атомов в кристалле, т.е. одному значению энергии соответствует N физически различных состояний. Разрешённые уровни энергии электронов в кристалле по модели Зоммерфельда показаны в левой части рис. 3. Здесь за нулевую энергию выбрана энергия валентного электрона.

В теории Блоха вследствие введения периодического потенциала решётки энергетические уровни группируются в определённые полосы, называемые **“зонами разрешённых энергий”**, разделённые областями, в которых нет разрешённых значений энергий, **“запрещённые зоны”**. Для внутренних электронов разрешённые зоны чрезвычайно узки и соответствуют атомным уровням энергии. Зоны энергий для внешних (валентных) электронов оказываются широкими. Их расположение показано в правой части рис.3. В мо-

дели Блоха каждая зона состоит из множества близко расположенных уровней, так что во многих практических приложениях их можно рассматривать как непрерывный спектр.

К такой же картине энергетических зон в твердом теле можно прийти и другим путем. Для этого рассмотрим два одинаковых атома, расположенных на большом удалении друг от друга, и предположим, что каждый из них обладает одним невырожденным уровнем энергии (это равносильно тому, что из спектра энергий изолированного атома выбирается только один уровень). В этом случае спектр энергии системы из двух атомов содержит один уровень энергии,

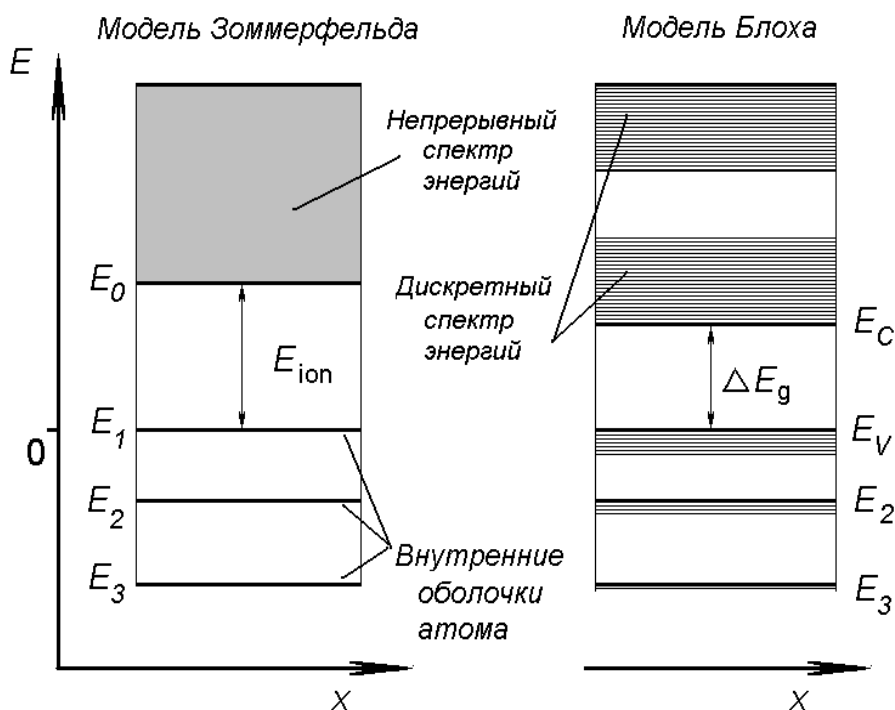


Рис.3

вырожденный дважды. Теперь будем сближать эти атомы. В результате усиливающегося взаимодействия между атомами вырожденный уровень энергии расщепится на два уровня, энергетический зазор между которыми будет увеличиваться с уменьшением расстояния (рис.4). Этот результат известен в классической теории из задачи по взаимодействию двух осцилляторов: при сближении двух одинаковых колебательных контуров образующаяся колебательная система будет иметь две резонансные частоты, отличающиеся от собственной частоты изолированных контуров на которую

величину в сторону больших и меньших значений. Если расстояние между соседними атомами равно a_0 , то верхний уровень энергии валентной зоны будет иметь энергию, равную E_1 , а нижнее значение энергии зоны проводимости будет E_1 .

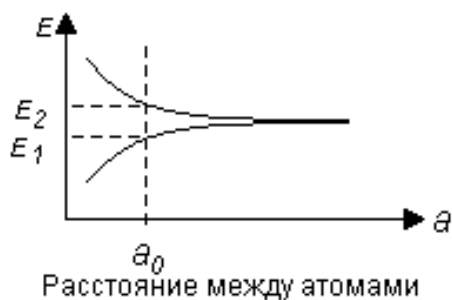


Рис. 4

Данный подход может быть применен к системе из N атомов. Предположим, что рассматриваемый кристалл растянут и все межатомные расстояния в нём велики. Тогда разрешённые уровни энергии для электрона в таком кристалле совпадут со спектром отдельного атома, но каждый уровень при этом N - кратно вырожден. Если уменьшать расстояние между атомами, то из-за межатомного взаимодействия (из-за перекрытия электронных оболочек сближаемых атомов) каждый уровень расщепится на серию из N одиночных, невырожденных уровней. В результате вместо вырожденного уровня получим зону разрешённых энергий для электрона из N



Рис. 5

плотно расположенных уровней (рис.5). Для внутренних электронов из-за их экранировки внешними электронами возмущение оказывается слабым по сравнению с взаимодействием их с ядром и потому расщепление этих уровней будет малым. Для валентных электронов оно может быть вплоть до перекрытия зон (сравните зазоры между E_1 и E_2 на рис.5 для случаев: $a = a_1$ и $a = a_2$).

Энергетическая диаграмма состояний электрона в твердом теле показывает возможности размещения электронов (состояния подобны креслам в зрительном зале). Но будут ли они заняты и как – это другой вопрос.

Проанализируем случай, когда валентная зона и зона проводимости не перекрываются. Чтобы ответить на вопрос о распределении электронов по состояниям в зонах, необходимо воспользоваться принципом Паули, согласно которому на каждом уровне в зоне может находиться не более двух электронов

с противоположно ориентированными спинами. Начнём заполнять уровни атома электронами с глубоко лежащих уровней. В любом атоме каждый такой уровень должен быть занят двумя электронами, так что в кристалле полностью заполненным оболочкам атомов можно поставить в соответствие полностью заполненные зоны. Частично

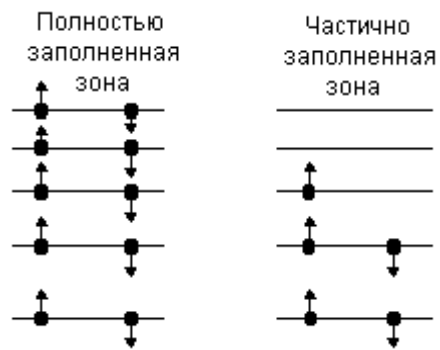


Рис.6.

заполнены зоны, соответствующие внешним (валентным) электронам. Различие между полностью и частично занятыми зонами иллюстрирует рис.6. Здесь пустые уровни соответствуют возбужденным состояниям валентных электронов; спин электрона показан стрелкой.

С помощью этих модельных представлений можно понять, почему электроны в низших зонах, соответствующих атомным остовам, не могут принять участия в электропроводности. Для участия в электропроводности электрону необходимо начать двигаться, т.е. он должен приобрести дополнительную энергию за счёт действия приложенного электрического поля. На языке квантовой механики это означает, что электрон должен перейти на более высокий энергетический уровень. Если же все уровни в данной зоне заняты, то электрон не может ускориться в электрическом поле до тех пор, пока в результате возбуждения не перейдёт в лежащую выше зону, в которой имеются свободные уровни. Процесс возбуждения, однако, зависит от величины энергии, требуемой для возбуждения электрона и в случае ее большого значения (доли и единицы эВ) маловероятен.

Поэтому, чтобы электроны приняли участие в электропроводности (а значит, обнаружили себя в электрических измерениях), необходимо наличие близлежащих пустых энергетических уровней, на которые рассматриваемые электроны могли бы перейти при действии приложенного электрического поля. Именно это обстоятельство составляет принципиальное различие в величине электропроводности металлов, полупроводников и диэлектриков.

Рассмотрим теперь наивысшую валентную зону, в которой имеются как занятые электронами, так и свободные уровни. В щелочном металле, например, каждый атом содержит по одному валентному электрону. В невозбуждённом состоянии N электронов займут $N/2$ наиболее глубоких уровней в этой валентной зоне. Зона окажется заполненной лишь наполовину и в ней останется ещё много свободных уровней энергии, необходимых для возникновения электропроводности. Таким образом, при наличии одного валентного электрона у атома ситуация напоминает модель твёрдого тела по теории Зоммерфельда.

Обратимся к кристаллу, построенному из атомов, содержащих на внешней электронной оболочке два электрона с противоположно ориентированными спинами. В этом случае валентная зона кристалла, т.е. наивысшая из всех содержащих электроны зон, оказывается полностью занятой. Если к тому же между валентной зоной и следующей за ней верхней пустой зоной имеется энергетический зазор - запрещённая зона, то такой кристалл не будет обладать электропроводностью и соответствующее вещество будет диэлектриком, если запрещённая зона широкая. Однако если она невелика, то существует возможность теплового возбуждения электронов, приводящего к их забросу из валентной зоны в пустую зону проводимости, после чего эти электроны могут принимать участие в электропроводности. Число возбуждённых электронов будет увеличиваться с ростом температуры, что приведёт к росту и электропроводности. Так ведут себя кристаллические полупроводники и диэлектрики, различие между которыми заключается только в величине запрещённой зоны. Обычно полупроводник - это кристалл, у которого в химически чистом состоянии величина ΔE_g является положительной и не превышает 2-3 эВ. У диэлектриков ширина запрещённой зоны выше 3 эВ.

Сказанное иллюстрируется рис. 7, на котором показано энергетическое состояние элементных полупроводников (типа кремний и германий) при абсолютном нуле температуры. Сообщив электрону энергию, равную ширине запрещённой зоны, можно перевести его из валентной зоны в зону проводимости и тем самым заставить принять участие в электропроводности. В

зоне проводимости много пустых близко расположенных уровней. Поэтому любое сколь малое электрическое поле даст прирост энергии электрону зоны проводимости и в этой зоне обязательно найдет пустой уровень энергии, соответствующий величине дополнительной энергии от поля.

Однако можно добиться высокой электропроводности полупроводника и без столь значительных затрат энергии: путем введения определенного количества специальных примесей может заметно повлиять на число свободных электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, так что материалы даже с $\Delta E_g < 3$ эВ ведут себя как высокопроводящие полупроводники. Если вводить элементы V группы таблицы Менделеева, то имея на валентной оболочке пять электронов и создавая связи с соседними атомами кремния, им требуется всего четыре электрона. Поэтому эти примесные атомы отдают один электрон в зону проводимости, тем самым создавая дополнительные электроны проводимости. Эти примеси называются **донорными**. Если же вводит примесь из III группы, то она захватывает на свою валентную оболочку электрон из валентной зоны и потому такие примеси называют **акцепторными**.

Пользуясь энергетической диаграммой, можно объяснить электропроводность диэлектриков, полупроводников и металлов. Так, у диэлектриков энергетическая диаграмма аналогична приведенной на рис. 7, но у них ширина

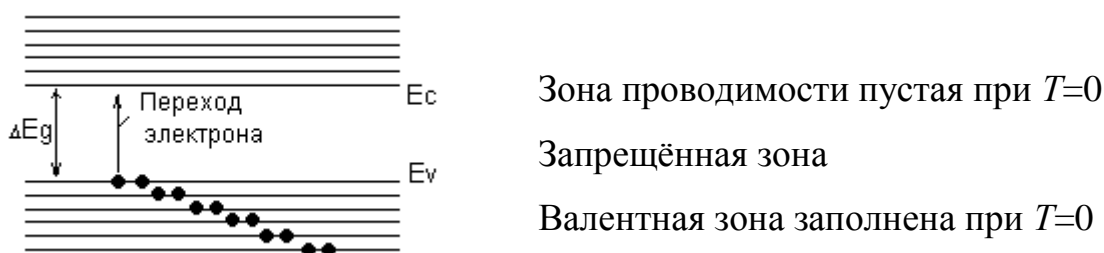


Рис. 7

запрещенной зоны велика: $\Delta E_g > 2 \div 3$ эВ. У полупроводников ширина запрещенной зоны лежит в диапазоне $0,1 < \Delta E_g < 2$ эВ, а у металлов $\Delta E_g \approx 0$ или даже отрицательное, т.е. возможно даже перекрытие зон.

2.4. Квазиимпульс электрона. Долины энергии и зона Бриллюэна

Напомним, что наше задачей является объяснение токопротекания в кристаллических телах. Но движение свободных электронов в твердых телах отличается от их движения в вакууме наличием большого числа столкновений с дефектами решетки кристалла. Как это учесть?

Из классической механики известно, что для корректного описания результата столкновения двух тел необходимо введение нового физического параметра – импульса частицы. Его определяют как произведение массы частицы на ее скорость: $p = mv$. Для характеристики движения со столкновениями квантовой частицы (электрона в зоне проводимости), которая является одновременно частицей и волной и потому относится к квазичастицей, также вводят понятие импульса. Однако, учитывая двойственную природу квантовой частицы, его называют **квазиимпульсом**, т.е. «почти импульсом».

Двойственная природа квантовой частицы приводит к двум определениям ее квазиимпульса p . Квазиимпульс электрона-частицы вычисляется через ее кинетическую энергию E :

$$E = \frac{m^* v^2}{2} = \frac{p^2}{2m^*},$$

где m^* – эффективная масса электрона, которая отличается от массы электрона в вакууме, так как инерционность одной и той же частицы в классическом и квантовом проявлениях может сильно различаться. В квантовой механике определение квазиимпульса электрона-волны таково:

$$\bar{p} = \bar{k} \cdot \hbar, \quad (2.1)$$

где \hbar – постоянная Дирака, равная $h/2\pi$; h – постоянная Планка; \bar{k} – волновой вектор, модуль которого определяется длиной волны: $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны де Бройля. Если рассматривать кристалл в виде прямоугольной потенциальной ямы длиной L и с барьером на ее концах бесконечной высоты

(см. ри.1), то стационарное состояние частицы-волны в кристалле будет описываться в виде пакета стоячих волн. Это возможно, если по длине кристалла укладывается целое число полуволен, входящих в волновой пакет частицы-волны: $L = n\lambda/2$ или $\lambda = 2L/n$, где число $n = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N$ указывает, сколько раз на длине кристалла $L = N \cdot a$ укладывается полуволен. Подставив это условие в выражение для волнового вектора, получим, что его модуль может принимать только дискретные значения:

$$k = n(\pi / L), \quad n = \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}. \quad (2.2)$$

Здесь n_x, n_y, n_z – целые числа, показывающие количество полуволен, укладываемых по размерам кристалла L_x, L_y, L_z вдоль осей x, y, z (положительные значения n_x, n_y, n_z) и осей $-x, -y, -z$ (отрицательные значения n_x, n_y, n_z) соответственно. Все возможные значения и направления вектора \bar{k} в трехмерном пространстве (k_x, k_y, k_z) заполняют некоторый объем, образуя симметричную трехмерную фигуру, которую называют **зоной Бриллюэна**.

Существование максимального значения $n_0 = N$ связано с тем, что на самой короткой длине волны λ_0 , описывающей рассматриваемую квантовую частицу, должно укладываться не менее двух атомов – один в максимуме, а другой в минимуме волны:

$$L = n_0 \lambda_0 / 2 = Na, \quad \lambda_0 = 2a.$$

При меньшем числе атомов гармоническое колебание не будет распознано как волна. В этом случае $k = \pi/a$ есть максимальное значение волнового вектора. Этому максимальному значению соответствует край зоны Бриллюэна. В случае изотропной среды, параметры которой не зависят от направления их измерения, эта зона представляет собой шар радиусом $k = \pi/a$. В многокомпонентных кристаллах расстояние между соседними атомами a может зависеть от направления, и потому в них зона Бриллюэна имеет более сложный вид.

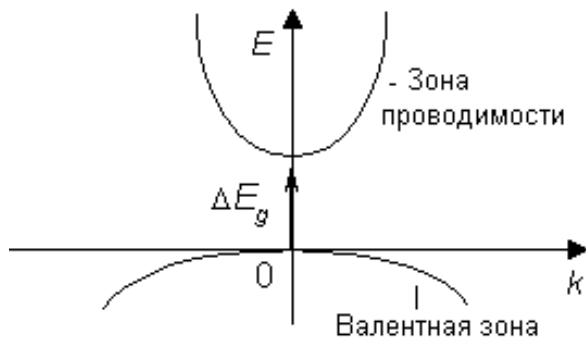


Рис. 8

Используя волновое определение квазиимпульса, кинетическую энергию электрона можно представить в виде

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*},$$

где k принимает дискретные значения, определяемые по (2.2). Тогда в кристалле, имеющем форму куба с ребром длиной L и рассматриваемом как потен-

циальная яма, разрешенные значения энергии частицы-электрона будут равны:

$$E = \left(\hbar^2 / 8m^*L^2 \right) \left(n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 \right). \quad (2.3)$$

Поскольку квантовые числа n_x, n_y, n_z могут принимать только целые значения, то и величина E тоже может принимать только дискретные значения. Это означает, что спектр энергий свободного электрона как квантовой частицы в кристалле, строго говоря, дискретен. Однако в реальных кристаллах получающиеся энергетические расстояния между соседними уровнями энергии столь малы ($\sim 10^{-18}$ эВ для кристалла с $L = 1$ см), что спектр разрешенных значений энергий свободного квантового электрона в кристалле с высокой степенью точности можно считать непрерывным, что позволяет рассматривать его как классическую частицу.

Рассмотрим зависимость энергии от волнового вектора для одного направления в пространстве волновых векторов. Обычно в качестве начала отсчета энергии принимают энергию потолка валентной зоны. Тогда дну зоны проводимости отвечает более высокая потенциальная энергия, соответствующая ширине запрещенной зоны (рис. 8). Как это следует из выражения (2.2), зависимость E от k в пределах зоны разрешенных энергий является параболической. На рис. 8 показана зависимость E от k реальных полупроводников, у которых эффективная масса электронов в валентной зоне больше эффективной массы электрона в зоне проводимости. Следовательно,

крутизна зависимости E от k валентной зоны оказывается меньше, чем зоны проводимости. Такое распределение состояний называется **параболической долиной**. Смысл этого «образного» названия становится более ясным при трехмерном представлении зависимости E от k_x и k_y – получающаяся при этом пространственная фигура $E(\vec{k})$ напоминает собой долину среди гор.

Отрицательная кривизна валентной зоны на рис. 8 означает, что если бы электроны, находящиеся в ней, могли двигаться, то они приобретали бы ускорение в направлении, противоположном направлению действующей силы. Если действующей силой является кулоновская, то отрицательная кривизна валентной зоны означает положительный заряд подвижной частицы, движущейся в этой зоне. Вскоре мы рассмотрим эти частицы и убедимся, что они действительно заряжены положительно.

Показанное на рис. 8 взаимное положение экстремумов зон разрешенных энергий электрона в кристалле не является единственно возможным. Из-за сильного взаимодействия с ближайшими соседями, со следующими за ними атомами и с атомами, более удаленными

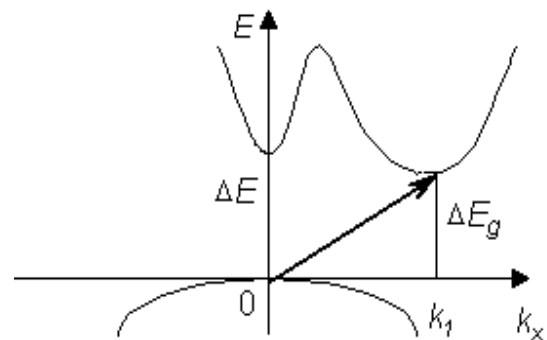


Рис. 9

по отношению к рассматриваемому атому решетки полупроводника, минимум долины может быть смещен относительно точки $k = 0$ в некотором кристаллографическом направлении, например, k_x (рис. 9). Полупроводники, у которых минимум зоны проводимости имеет место при том же значении квазиимпульса, что и максимум валентной зоны, называют **прямозонными**. При их несовпадении полупроводники называют **непрямозонными**. В природе встречаются оба типа полупроводников.

Наличие разрешенных энергетических уровней не является достаточным условием возникновения электропроводности кристалла. Для того чтобы кристалл проводил электрический ток, наряду с зонами разрешенных энергий необходимо наличие в них подвижных (свободных) носителей заряда.

Рассмотрим заполнение электронных состояний в зонах разрешенных энергий носителями заряда. Концентрация электронов на уровне с данной энергией E определяется плотностью состояний (их количеством в единичном энергетическом интервале) в зоне и функцией их заполнения. Последняя именуется **распределением Ферми-Дирака** и записывается в виде

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}.$$

Вид этой функции показан на рис. 10, а. Она показывает вероятность заполнения электронами состояния с энергией E . Здесь k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; E_F – уровень Ферми, т.е. уровень энергии, вероятность заполнения которого электронами равна $1/2$. Если рассматриваемый уровень энергии на несколько единиц kT лежит выше уровня Ферми, то вероятность заполнения этого уровня электронами равна нулю. Если же уровень энергии находится ниже уровня Ферми на несколько единиц kT , то вероятность его заполнения электронами равна единице.

Для того чтобы лучше уяснить смысл распределения Ферми-Дирака, обратимся к аналогии. Если имеем стакан с водой, заполненный лишь частично,

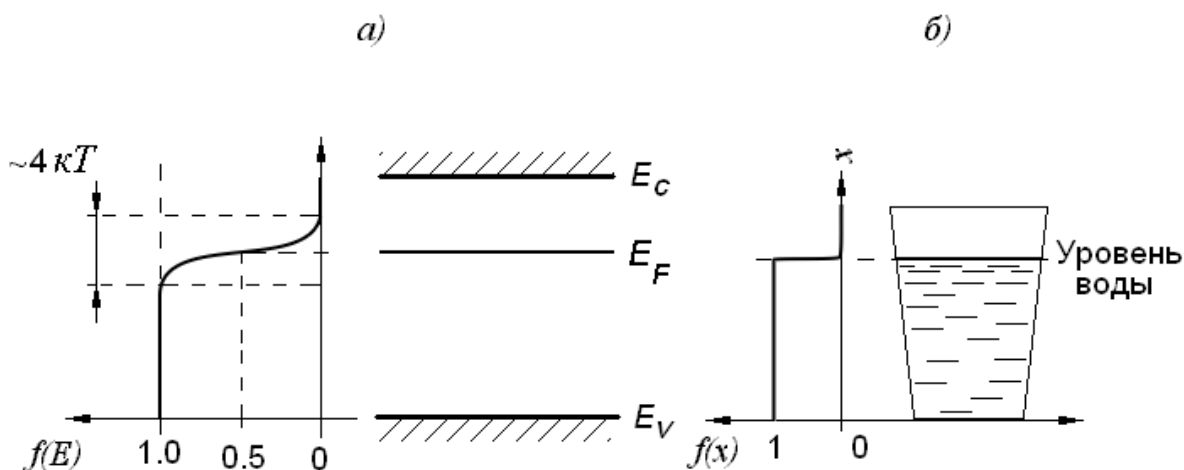


Рис. 10

то функция заполнения стакана водой $f(x)$ (где x – координата вдоль стакана, отсчитываемая от его дна) имеет значение $f(x) = 1$ при значениях координаты x ,

соответствующих заполненной части стакана. Если же значения x находятся выше уровня воды, то $f(x) = 0$ (рис.10, б). Такое распределение воды по высоте стакана аналогично заполнению электронами уровней энергии в полупроводнике. Если уровень энергии лежит ниже уровня Ферми, то он заполнен электронами (в рассмотренном примере - водой). Если же уровень энергии лежит выше, то он свободен от электронов. Уровень Ферми разделяет эти области заполнения (но между ними существует тонкая переходная область), в приведенном примере в качестве такой разделительной линии – уровня Ферми выступает уровень воды в стакане.

Согласно квантово-механическому принципу Паули, на каждом энергетическом уровне может находиться не более двух электронов. Однако данному энергетическому уровню может соответствовать более чем одно состояние (говорят, что уровень вырожден). Тогда при определении количества электронов на данном уровне функцию Ферми-Дирака умножают на фактор вырождения – число, показывающее, сколько состояний имеют данное значение энергии.

2.5 Положительно заряженные квазичастицы – дырки

Всякая система в равновесных условиях стремится занять состояние с минимальной энергией – это закон равновесия действует в любой физической системе. В беспримесном полупроводнике при низкой температуре и в отсутствии электрического поля, когда все электроны находятся в наинизших энергетических состояниях, в зоне проводимости нет электронов. Однако такое положение теоретически возможно лишь при абсолютном нуле температуры. При реальных температурах, соответствующих применению полупроводников (например, при комнатной температуре), в зоне проводимости всегда находится некоторое количество электронов, заброшенных туда из валентной зоны в результате передачи им тепловой энергии решетки. Это происходит следующим образом.

Все атомы решетки находятся в хаотическом движении в пределах, определенных силами межатомных связей. Из-за хаотичности и возможных столкновений атомов в какой-то момент отдельный атом может получить энергию теплового колебания большую, чем окружающие. Реализовать это новое энергетическое состояние атом может, передав энергию электронам. Но внутренние электроны принять эту энергию не могут – все уровни энергии около их заняты, а валентные электроны могут. Забирая избыток тепловой энергии, валентные электроны переходят на более высокий энергетический уровень. Таковыми является уровни зоны проводимости.

В результате появления свободных электронов в зоне проводимости в полупроводнике начинает течь электрический ток. Мгновенная плотность тока \vec{j} , обусловленная движением какого-либо электрона, пропорциональна его скорости \vec{v} и совпадает с ним по направлению. Величину \vec{j} можно вычислить следующим образом.

Рассмотрим электрон в кристалле единичного объема, и пусть этот электрон движется со скоростью \vec{v} . Поскольку скорость движения электрона определяется его квазиимпульсом, то будем считать, что квазиимпульс k рассматриваемого электрона равен p . Тогда движение этого электрона будет создавать ток с плотностью

$$\vec{j} = -e \cdot \vec{v}_p .$$

Плотность электрического тока, создаваемого многими движущимися электронами, равна сумме плотностей токов, создаваемых отдельными движущимися электронами с разными значениями квазиимпульса:

$$\vec{j} = -e \cdot \sum_{\mathcal{S}} \vec{v}_{\mathcal{S}} ,$$

где вектор скорости $\vec{v}_{\mathcal{S}}$ соответствует состояниям зоны Бриллюэна, которые заняты движущимися электронами. Из данного выражения следует, что если электроны полностью заполняют валентную зону, то соответствующий ток $\vec{j} = 0$, так как каждому значению $\vec{k}_{\mathcal{S}}$ в зоне обязательно найдется равный по

величине и обратный по направлению волновой вектор « $-\bar{k}_S$ », порождающий равный по величине и обратный по направлению ток. Это подтверждается симметричностью зоны Бриллюэна относительно положительных и отрицательных значений квазиимпульсов.

Предположим теперь, что вся зона полностью заполнена электронами, за исключением единственного состояния, характеризуемого волновым вектором \bar{k}_j , которому соответствует скорость \bar{v}_j . Суммарный ток всех электронов в зоне записывается в виде

$$\bar{j} = -e \cdot \sum_{S \neq j} \bar{v}_S = -e \cdot \sum_S \bar{v}_S + e \cdot \bar{v}_j .$$

В данном выражении первый член равен нулю, так как в нем суммирование ведется по всем состояниям зоны. Поэтому получим полный ток, равный

$$\bar{j} = e \cdot \bar{v}_j . \quad (2.4)$$

Из данного выражения следуют три вывода: во-первых, если один электрон убрать из валентной зоны, переместив в зону проводимости, то суммарный ток всех электронов в валентной зоне будет эквивалентен току одной свободной частицы в валентной зоне; во-вторых, эта свободная частица имеет положительный заряд $+e$; в-третьих, эта частица на физическом уровне представляет собой вакантное место, откуда ушел электрон, которое способно перемещаться в валентной зоне (в выражении (2.4) фигурирует ее скорость). Поскольку эта частица представляет собой вакансию электрона на валентной оболочке атома вещества полупроводника, то ее называют **дыркой**. Ей можно приписать эффективную массу, равную эффективной массе электрона, который занимал это валентное состояние.

Ясно, что при наличии некоторого количества дырок плотность создаваемого ими тока равна

$$\bar{j} = e \sum_j \bar{v}_j .$$

При наличии и электронов, и дырок в полупроводнике мгновенное значение

плотности тока определяется так:

$$\bar{j} = -e \left(\sum_m \bar{v}_m - \sum_i \bar{v}_i \right),$$

где сумма по m относится к электронам, а сумма по i – к дыркам.

Для описания процессов рождения и уничтожения электронов и дырок удобно пользоваться той же энергетической диаграммой, которую рисовали для

электронов, с той лишь разницей, что в случае дырок энергию для них следует считать возрастающей по вертикали вниз (рис. 11). Действительно, из физических соображений ясно, что создание вакансии на внутренней оболочке в атоме потребует значительно больше энергии, чем вакансии на внешней (валентной) орбите. Поэтому чем глубже находится вакансия (на энергетической диаграмме ниже), тем ее энергия больше.

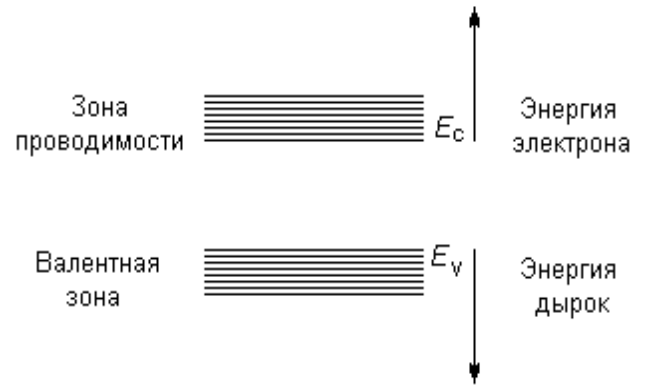


Рис.11

Рассмотрим в качестве примера вид энергетических зон, показанный на рис. 9. Пусть E_0 обозначает энергию электронов в полностью заполненной зоне, в которой зависимость E от \bar{k} определяется соотношением $E = E_v(k)$, за начало отсчета взята вершина заполненной зоны. При малых \bar{k} функцию $E_v(k)$ можно представить в виде:

$$E_v(\bar{k}) = -\frac{\hbar^2}{2} \cdot \left(\frac{k_x^2}{m_{px}^*} + \frac{k_y^2}{m_{py}^*} + \frac{k_z^2}{m_{pz}^*} \right).$$

Зависимость E от \bar{k} в следующей разрешенной зоне, т.е. в зоне проводимости, можно представить в виде: $E = \Delta E_g + E_c(\bar{k})$. У дна зоны проводимости имеем:

$$E_c(\bar{k}) = \frac{\hbar^2}{2} \cdot \left(\frac{k_x^2}{m_{nx}^*} + \frac{k_y^2}{m_{ny}^*} + \frac{k_z^2}{m_{nz}^*} \right).$$

Здесь m_{nx}, m_{ny}, m_{nz} – эффективные массы электрона, характеризующие его инерциальные свойства при движении по осям x, y, z .

Предположим теперь, что один электрон изъят из валентной зоны, где он имел волновой вектор \bar{k} , и переведен в зону проводимости с тем же вектором \bar{k} . При этом будет создана электронно-дырочная пара, и энергия всей системы станет равной:

$$E = E_0 + \Delta E_g + E_C(\bar{k}) - E_V(\bar{k}), \quad (2.5)$$

где E_0 – энергия системы до образования пары. В этом выражении третье слагаемое правой части представляет собой энергию электрона в зоне проводимости, а четвертое – энергию дырки в валентной зоне.

Таким образом, согласно (2.5), можно объединить в одном выражении энергии электронов и дырок, что при переходе к графическому представлению энергетических преобразований в полупроводнике означает: можно использовать одну и ту же схему энергетических уровней для электронов и для дырок, если энергию дырки отсчитывать в направлении, обратном направлению отсчета энергии электрона.

2.6. Движение электронов и дырок под действием электрического поля

Напомним, что основной задачей, решаемой в данной главе, является объяснение механизма электропроводности кристаллов. В предыдущих параграфах выяснено, что частицами, способными создать электрический ток в кристаллах, являются электроны и дырки, находящиеся в зонах разрешенных энергий. Но как заставить их двигаться по своим зонам и тем самым создать электрический ток, из энергетической диаграммы полупроводника – неясно. Для решения этого вопроса рассмотрим, как влияет наличие внешнего электрического поля на величину средней энергии электрона, находящегося в зоне разрешенных значений энергии.

Работа, совершаемая внешним электрическим полем $\vec{\varepsilon}$ над свободным электроном или дыркой в единицу времени, равна изменению их энергии, определяемому кулоновским взаимодействием поля и движущегося заряда:

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \pm e(\vec{\varepsilon} \cdot \vec{v}) = \pm e \left(\vec{\varepsilon} \cdot \frac{\partial \vec{x}}{\partial t} \right).$$

Здесь знак «+» соответствует энергии свободного электрона, а знак «-» - свободной дырки. Для простоты будем рассматривать одномерный случай, когда электрическое поле направлено по оси x и движение частиц также происходит вдоль этой оси. Тогда данное выражение можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial E}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = \pm e \varepsilon \frac{\partial x}{\partial t}. \quad (2.6)$$

откуда следует, что

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \pm e \varepsilon. \quad (2.7)$$

Отсюда следует, что энергия электронов и дырок во внешнем электрическом поле изменяется с расстоянием в полупроводнике по линейному закону. Скорость изменения энергии определяется только величиной приложенного электрического поля. Значит, в присутствии постоянного электрического поля потенциальную энергию электрона можно записать в виде:

$$E_C = E_C(\vec{p}) + e \cdot (\vec{\varepsilon} \cdot \vec{x}). \quad (2.8)$$

Данное выражение показывает, что в этих условиях представление о зонном энергетическом спектре электрона может быть сохранено. Однако зонная диаграмма полупроводника в поле отличается от случая в отсутствие электрического поля: кроме того, что спектр энергий наклонен по отношению к координатной оси, при больших значениях x изменение второго слагаемого в (2.8) может оказаться сравнимым с первым слагаемым, т.е. с энергией электрона в невозмущенном полупроводнике (см. рис. 12). Согласно

выражению (2.8), тангенс угла наклона энергетических зон определяется величиной приложенного электрического поля. Из рисунка следует интересный вывод: при действии электрического поля $\vec{\varepsilon}$ в полупроводнике как таковой запрещенной зоны нет. Действительно, для любого значения энергии, показанного на рис. 12 пунктирной линией, можно найти область пространства, в которой это значение попадает в зону проводимости или в валентную зону. Представление же о границах зон, тем не менее, сохраняет свой смысл.

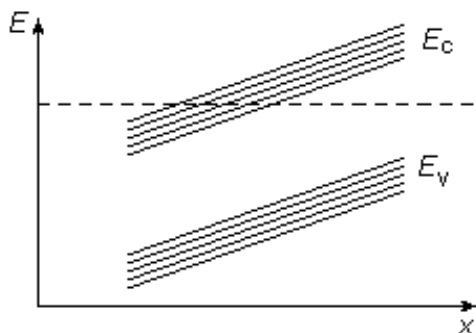


Рис. 12

Из сказанного следует, что во внешнем поле электрон может, не совершая работы, перейти из одной разрешенной зоны в другую, преодолев барьер в виде запрещенной зоны. Вероятность такого перехода зависит от расстояния, разделяющего разрешенные зоны энергий, и величины запрещенной зоны: чем они меньше, тем больше вероятность перехода между зонами без энергетических затрат. Это явление аналогично известному в квантовой механике туннельному переходу электрона сквозь потенциальный барьер. Соответственно и в теории полупроводников данный эффект, вызванный действием электрического поля, называют **туннельным** эффектом. На этом эффекте основано действие туннельных диодов. Его также следует учитывать при электрическом пробое полупроводниковых приборов – пробое **Зинера**.

Токперенос. Дрейфовый ток. При помещении полупроводника p - или n -типа в электрическое поле величиною ε_0 в зонах разрешенных значений энергии возникает направленное движение электронов и дырок: электроны, находясь в зоне проводимости, перемещаются навстречу полю, а дырки в валентной зоне движутся по полю. Поэтому полный ток в полупроводнике равен сумме этих токов:

$$j = j_n + j_p.$$

Каждый из этих токов можно рассчитать исходя из следующих соображений. Если концентрация электронов равна n_0 и они перемещаются навстречу полю со средней скоростью v_n , то переносимый ими заряд за время t через единичную площадку, перпендикулярную направлению их скорости, будет

$$Q_n = qn_0v_n \cdot t,$$

где $q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ - заряд электрона. Следовательно, протекающий электронный ток будет иметь плотность

$$j_n = \frac{dQ_n}{dt} = qn_0v_n.$$

Этот ток должен подчиняться закону Ома

$$j_n = \sigma \cdot \varepsilon_0 = qn_0 \frac{v_n}{\varepsilon_0} \varepsilon_0 = q\mu_n n_0 \varepsilon_0, \quad (2.9)$$

где обозначено: $\mu_n = \frac{v_n}{\varepsilon_0}$ - подвижность электронов в полупроводнике. В соответствии с законами классической механики скорость электрона должна линейно возрастать как с ростом величины электрического поля, так и времени его воздействия t :

$$v_n = at = \frac{F}{m_n} t = \frac{e\varepsilon_0}{m_n} t.$$

В действительности же из-за множественных столкновений скорость движения свободных частиц в кристалле с ростом продолжительности действия электрического поля быстро насыщается и перестает зависеть от времени

$$v_n = \frac{e\langle\tau_n\rangle}{m_n} \varepsilon_0,$$

где $\langle\tau_n\rangle$ - среднее время между соседними соударениями электрона. В результате она остается только линейной функцией величины электрического поля. Поэтому подвижность электронов, как и дырок, оказывается практически **постоянной величиной** для данного полупроводника:

$$\mu_n = \frac{e\langle\tau_n\rangle}{m_n}.$$

Подвижность свободных носителей заряда связана с коэффициентами их диффузии D_n, D_p соотношениями:

$$D_n = \frac{kT}{q} \mu_n, \quad D_p = \frac{kT}{q} \mu_p.$$

Воспользовавшись законом Ома ($j_n = \sigma_n \varepsilon_0$), из выражения (2.9) можно найти электропроводность полупроводника, созданную движением свободных электронов:

$$\sigma_n = q\mu_n n_0.$$

Аналогичным образом находится дырочная составляющая электропроводности кристалла, в которой фигурируют подвижность дырок μ_p и их концентрация в валентной зоне p_0 . Поэтому полная электропроводность полупроводника равна сумме электронной и дырочной электропроводностей:

$$\sigma = q\mu_n n_0 + q\mu_p p_0. \quad (2.10)$$

Теперь обратимся к объяснению на основе энергетической диаграммы возникновения тока проводимости в полупроводниках при приложении к нему электрического поля. Пусть имеется полупроводник n -типа, донорная примесь которого полностью ионизована. В результате в зоне проводимости находятся свободные электроны с концентрацией n_0 , равной концентрации введенной донорной примеси N_d . В валентной зоне также имеются свободные носители заряда –

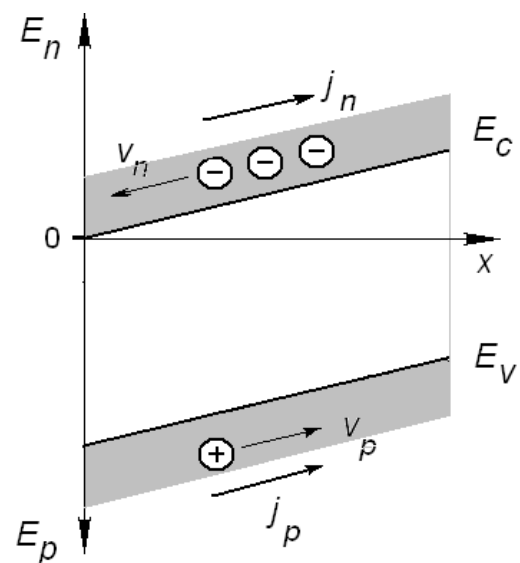


Рис.13

дырки, но их концентрация меньше концентрации свободных электронов и равна

$$\rho_0 = \frac{n_i^2}{N_d} .$$

Пусть теперь к этому полупроводнику приложили электрическое поле, причем его положительный полюс находится на левом торце полупроводникового образца, а отрицательный – на правом. Наложение электрического поля приводит к наклону энергетической диаграммы полупроводника на угол, определяемый величиной поля. Энергетическая диаграмма полупроводника в поле показана на рис.13. Здесь E_n , E_p - направления отсчитывания энергий электронов и дырок, x - координата в объеме полупроводника в направлении действия электрического поля, v_n , v_p - скорости дрейфа электронов и дырок, j_n , j_p - **дрейфовые** токи, создаваемые движением электронов и дырок соответственно. Стремясь понизить свою энергию, электроны будут двигаться налево, а дырки – направо. Имея противоположно направленные скорости и противоположные заряды, создаваемые ими токи будут направлены одинаковы. Поэтому полный ток дрейфового движения носителей заряда будет равен сумме дрейфовых токов электронов и дырок.

Диффузионный ток. Электрический ток в твердых телах может возникнуть не только под действием электрического поля. Направленное движение электронов и (или) дырок может возникнуть при неоднородном их распределении в пространстве. В результате из мест с высокой концентрацией свободные носители устремятся в места, где их концентрация меньше. Возникающий при этом ток называется **диффузионным**, т.к. причина возникновения движения - диффузия носителей заряда. Величина диффузионного тока пропорциональна градиенту концентрации свободных носителей заряда. В одномерном случае диффузионные токи электронов и дырок равны:

$$j_n^{(\partial u \phi)} = qD_n \frac{\partial n}{\partial x}, \quad j_p^{(\partial u \phi)} = qD_p \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2.11)$$

где D_n, D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно. Поскольку коэффициенты диффузии являются константами вещества, то, зная градиенты концентраций, по выражениям (2.11) можно найти величины диффузионных токов.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ

3.1. Основные параметры процесса поглощения излучения в полупроводниках

При рассмотрении поглощения электромагнитного излучения в полупроводниках будем вести речь только о слабых потоках энергии. Слабая электромагнитная волна не изменяет энергетический спектр носителей заряда, а лишь создает новые пары «электрон-дырка» или вызывает перераспределение носителей по состояниям зоны проводимости или валентной зоны. Поэтому параметры полупроводника, характеризующие его оптические свойства, не зависят от интенсивности падающего излучения.

1. При падении излучения интенсивностью I_0 на полупроводник (см. рис. 13) в его объем проникает не весь поток, т.к. часть излучения отражается от поверхности. Для определения степени отражения света вводится параметр, именуемый **коэффициентом отражения**. Обозначим интенсивность излучения через I – количество энергии света, переносимое лучом через единичную площадку в единицу времени. Если падающая интенсивность I_0 , а отраженная – I_R , то коэффициент отражения определяется как

$$R = \frac{I_R}{I_0}.$$

Это первый параметр, характеризующий взаимодействие света с твердым телом. Удобство данного параметра заключается в том, что диапазон его значений

ограничен ($0 \leq R \leq 1$), что позволяет сравнивать между собой по отражающей способности различные поверхности.

Зависимость коэффициента отражения R от длины волны падающего излучения $\lambda - R(\lambda)$ называется **спектром отражения** твердого тела. Это первая характеристика, описывающая взаимодействие света и твердое тело.

2. Экспериментальные исследования показывают, что часть излучения, проникающая в объем полупроводника, по мере распространения в его объеме уменьшается. Причиной уменьшения интенсивности излучения с координатой в объеме является взаимодействие излучения с атомами и решеткой полупроводника, со свободными носителями и т.д. Это уменьшение описывается законом **Бугера-Ламберта**:

$$I(x) = I_0(1 - R) \cdot \exp(-\alpha \cdot x),$$

где α – некоторый параметр среды, который имеет размерность обратной длины и называется **коэффициентом поглощения**. Это второй параметр, характеризующий взаимодействие света и твердого тела.

Для того чтобы выяснить физический смысл коэффициента поглощения, будем считать показатель экспоненты в законе равным единице: $\alpha \cdot x_0 = 1$. Отсюда $x_0 = 1/\alpha$ – это расстояние от освещаемой поверхности полупроводника, при прохождении которого интенсивность излучения уменьшается в e - раз (рис. 13). Обычно это расстояние обозначают как $l_\phi = x_0$ и называют **длиной свободного пробега фотона** в полупроводнике, т.е. это то расстояние, которое

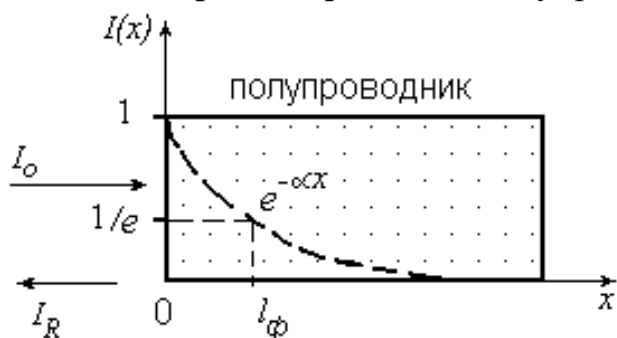


Рис.13

проходит фотон в твердом теле до момента своего поглощения:

$$l_\phi = \alpha^{-1}.$$

Почему же интенсивность уменьшается по экспоненциальному закону, а не по линейному?

Чтобы ответить на этот вопрос,

начнем с построения физической картины поглощения. Для этого мысленно

разделим весь полупроводник на тонкие слои и будем определять долю поглощенной интенсивности света в выбранном слое по отношению к падающей на этот слой интенсивности. Коэффициент поглощения в каждом слое предполагаем одинаковым (полупроводник считается однородным по свойствам). Тогда можно считать, что в каждом слое поглощается одинаковая доля мощности, предположим 20%, падающей интенсивности. Поскольку к каждому очередному слою полупроводника подходит интенсивность по величине меньшая, чем к предыдущему, то и абсолютное значение поглощенной в рассматриваемом слое интенсивности будет меньше, чем в предыдущем. Значит, с увеличением расстояния от облучаемой поверхности величина поглощенной интенсивности будет уменьшаться. Если бы в каждом слое поглощалась одна и та же интенсивность, то закон уменьшения интенсивности излучения с координатой был бы линейным. В данном случае уменьшение интенсивности от слоя к слою непостоянно. Следовательно, закон уменьшения интенсивности с расстоянием должен быть нелинейным.

Для количественного ответа на поставленный вопрос выведем математический закон уменьшения интенсивности излучения по мере распространения в полупроводнике, исходя из квантовой теории излучения. Для этого выразим интенсивность I через число фотонов в падающем излучении. Пусть n – число фотонов в единичном объеме светового потока, тогда $n \cdot c$ есть поток фотонов (количество фотонов, переносимых через единичную площадку за единицу времени). Здесь c – скорость света. Поэтому интенсивность света равна:

$$I = n \cdot c \cdot \hbar \omega. \quad (3.1)$$

Из наблюдений известно, что интенсивность излучения с координатой x уменьшается. Зададимся вопросом: за счет какого параметра это может происходить? Из выражения (4.1) следует, что таковым может быть только концентрация фотонов в потоке n , т.к. скорость света c , частота светового потока ω и постоянная Дирака \hbar не могут зависеть от координаты. Поэтому выражение (3.1) можно переписать в виде:

$$I(x) = n(x) \cdot c \cdot \hbar \omega. \quad (3.2)$$

Из выражения (3.2) следует достаточно важный вывод: с точки зрения фотонной теории света, уменьшение его интенсивности при распространении в полупроводнике возможно только за счет уменьшения числа фотонов. Уменьшение числа фотонов может происходить только за счет их поглощения, т.к. фотоны не могут покинуть полупроводник (эта возможность в данной главе не рассматривается). Поглощение фотонов, вероятно, осуществляется некими центрами поглощения. Как показывает эксперимент, существование их в чистых и структурно совершенных кристаллах наталкивает на мысль, что этими центрами с большой долей вероятности могут выступать атомы основного вещества твердого тела. Примем эту гипотезу о возможной природе центров поглощения как одну из возможных.

Чтобы сделать какие-либо выводы относительно причин и механизма поглощения фотонов твердым телом, рассмотрим случай, когда фотон попадает в площадь поперечного сечения атома полупроводника. Пусть σ – площадь поперечного сечения поглощающего центра, т.е. это вероятность исчезновения фотона при его попадании в одиночную мишень сечением σ . Если N – число центров, поглощающих фотоны в единичном объеме, то уменьшение концентрации фотонов на величину δn при прохождении им слоя полупроводника толщиной δx должно быть пропорционально площади поперечного сечения поглощающего центра σ , концентрации N , величине потока и толщине слоя:

$$-\delta n = \sigma N \cdot n(x) \delta x.$$

Здесь $\sigma \cdot N$ – вероятность поглощения фотонов всеми центрами в единичном объеме. Из этого уравнения найдем ($q = nc$)

$$\frac{\partial q}{q(x)} = -\sigma N \cdot \delta x.$$

Интегрирование этого уравнения дает:

$$q(x) = q(0) \cdot \exp(-\sigma N \cdot x).$$

Умножив обе части этого выражения на энергию кванта падающего излучения, получим закон изменения интенсивности света по мере его распространения в твердом теле, в котором имеются поглощающие центры:

$$I(x) = I(0) \cdot \exp(-\sigma N \cdot x).$$

Сравнивая это выражение с выражением (4.1) находим, что коэффициент поглощения равен: $\alpha = \sigma N$. Нетрудно убедиться, что он имеет размерность обратной длины.

Можно считать поперечное сечение поглощения равным поперечному сечению самих атомов: $\sigma \approx S_{am}$. Это означает, что достаточно фотону попасть в размер атома, чтобы быть поглощенным им. Поэтому $\sigma \approx (10^{-16} \div 10^{-17}) \text{ см}^2$, $N \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Тогда

$$\alpha \approx (10^5 \div 10^6) \text{ см}^{-1},$$

$$l_{\phi} \approx (10^{-5} \div 10^{-6}) \text{ см} = (0.1 \div 0.01) \text{ мкм}.$$

Отсюда следует важный физический вывод: излучение поглощается в тонком приповерхностном слое, а объем полупроводника в поглощении излучения никак не участвует. Поэтому поглощение излучения очень чувствительно к состоянию приповерхностного слоя и поверхности полупроводника.

Если в твердом теле обнаруживается несколько механизмов поглощения со своими значениями σ_i и N_i , действующими независимо друг от друга, то результирующий коэффициент поглощения излучения будет равен алгебраической сумме коэффициентов поглощения различных механизмов

$$\alpha(\lambda) \approx \sum_i \alpha_i(\lambda),$$

т.к. вероятности независимых событий складываются. Здесь сумма берется по различным сортам поглощающих центров.

3.2. Основные механизмы поглощения излучения

В приведенном выше объяснении физической сущности закона Бугера-Ламберта дана феноменологическая картина поглощения фотона, показавшая зависимость коэффициента поглощения от концентрации поглощающих атомов и их площади. Ясно, что реальное значение коэффициента поглощения и его зависимость от длины волны поглощаемого излучения определяются конкретным механизмом взаимодействия фотона и полупроводника. В реальном полупроводнике возможны различные механизмы поглощения. Перечислим и кратко охарактеризуем их.

1. **Собственное (фундаментальное) поглощение.** Этот вид поглощения обусловлен взаимодействием квантов света с атомами основного вещества, например, кремния или германия, и потому называется собственным. Он имеет место при энергии кванта, равной или больше ширины запрещенной зоны полупроводника: $\hbar\omega \geq \Delta E_g$.

2. **Примесное поглощение.** Данный вид поглощения имеет место, если энергия кванта равна или несколько превышает энергетические зазоры между зоной разрешенных энергий и уровнями примеси донорного (E_d) или акцепторного (E_a) типа: $\hbar\omega \geq E_c - E_d, E_a - E_v$. При этом будет наблюдаться переход электронов с примесного донорного уровня в зону проводимости или из валентной зоны на примесный акцепторный уровень. Таким образом, в случае примесного поглощения энергия кванта излучения идет не на возбуждение атомов основного вещества, а на ионизацию примесей в нем.

3. **Поглощение свободными носителями заряда.** В этом виде поглощения квант сталкивается со свободным электроном или дыркой и, как в случае соударения с атомами, передает подвижной частице свою энергию и квазиимпульс. Приобретенный электроном при соударении квазиимпульс ускоряет носители заряда в направлении падающего света. В результате действия этого вида поглощения создается направленный поток свободных носителей заряда. Этот тип поглощения называют еще внутризонным. Оно

наблюдается только в полупроводниках со сложной структурой валентной зоны или зоны проводимости и связано с переходом электронов (дырок) с одной зоны $E(\vec{k})$ в другую зону, отличающуюся кривизной указанной зависимости.

4. **Решеточное поглощение.** В этом случае квант света взаимодействует с колебаниями решетки. Результатом этого является увеличение количества акустических и оптических фононов кристаллической решетки, что выражается в повышении температуры освещаемого твердого тела..

5. **Экситонное поглощение** света характерно тем, что энергия поглощаемого излучения идет на образование специфического комплекса – экситона: связанной пары «электрон – дырка», когда рожденные светом частицы не разлетаются в разные стороны, а остаются рядом до момента их рекомбинации.

6. **Плазменное поглощение** света. Этот вид поглощения создается совокупностью электронов и дырок ($n_{\text{электр}} = n_{\text{дырок}}$). Энергия поглощаемых фотонов идет на возбуждение плазменных колебаний.

Из приведенного рассмотрения физических процессов, определяющих взаимодействие оптического излучения с твердым телом, следует, что спектр поглощения $R(\lambda)$ должен зависеть от внешних воздействий на полупроводник, которые способны изменить состояние основных и примесных атомов полупроводника, спектр колебаний кристаллической решетки. Такими воздействиями являются температура тела, давление, электрическое и магнитное поле и т.д.

3.3. Собственное поглощение. Прямые и непрямые переходы

Поглощение кванта происходит, если он попадает в площадь поперечного сечения атома в любое его место: в центр или периферию. Размеры ядра атома малы и поэтому основная его площадь занята электронами, вращающимися по своим орбитам. Поэтому взаимодействие кванта осуществляется в основном

электронами. Первыми на пути кванта встречаются внешние (валентные) электроны – они вращаются по внешним орбитам и защищают внутренние орбиты, проникнуть к которым может только высоко энергетичный квант (это особый случай, который не рассматриваем). Поэтому взаимодействие оптического излучения с веществом определяется валентными электронами. Если частота кванта находится в резонансе с частотой перехода валентных электронов ($\hbar\omega = \Delta E_g$), то столкновение кванта и атома, различающихся по массе на несколько порядков, носит характер неупругого соударения. Отдав атому всю свою энергию и весь квазиимпульс, фотон исчезает, т.к. в состоянии покоя он имеет нулевую массу ($m_{\text{фот}} = 0$). Описывая этот процесс, говорят, что квант «поглотился» атомом.

Получив энергию кванта, валентный электрон переходит в новое энергетическое состояние: он отрывается от атома и переходит в межатомное пространство, где имеет нулевую скорость. Если энергия кванта больше

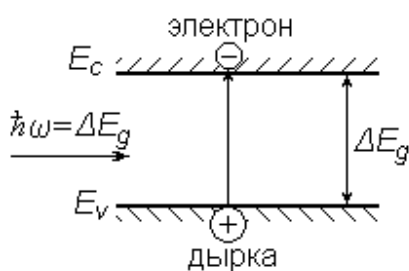


Рис. 14

ширины запрещенной зоны, то избыток энергии над ΔE_g идет на приобретение свободным электроном кинетической энергии.

Что же происходит с квазиимпульсом атома? Полученный от кванта квазиимпульс по своей величине обычно пренебрежимо мал по сравнению с собственным квазиимпульсом

атома и потому поглощение кванта практически никак не сказывается на кинетических параметрах теплового движения атома. Хотя «удар» от кванта света есть, но он становится заметным при поглощении излучения легкой подвижной частицей, например, электроном, или при поглощении атомом частицы с высокой энергией частицы.

Суммируя описанное выше, на энергетической диаграмме процесс поглощения кванта излучения и выход электрона в межатомное пространство

изображают так (см. рис. 14): исчезновение кванта и переход электрона из валентной зоны в зону проводимости.

При собственном поглощении излучения необходимо различать два случая переходов электронов из валентной зоны в зону проводимости:

- переход электрона осуществляется только под действием фотона.

Такой переход называется **прямым**;

- переход в зону проводимости совершается под действием фотона и частично под действием колебаний решетки – фононов. Такой переход называется **непрямым**.

Первый тип переходов реализуется в полупроводниках, у которых минимум энергии в зоне проводимости совпадает с максимумом энергии электрона в валентной зоне (рис. 8): при $k = 0$ имеет место совпадение экстремумов зоны проводимости и валентной зоны. Второй тип переходов имеет место, если эти экстремумы не совпадают (рис. 10). Рассмотрим подробнее оба типа переходов.

Прямые переходы. При прямых переходах импульс электрона фактически не изменяется. Из закона сохранения квазиимпульса следует, что разность импульсов электрона в разных зонах должна равняться импульсу фотона, т.к. при них электрон взаимодействует только со светом.

Действительно: $\bar{k}_c - \bar{k}_v = \bar{k}_{\text{фотон}} = \frac{\hbar\omega}{c} \approx 0$, т.к. c велико, т.е. $k_v \approx k_c$ – импульсы в

зонах примерно равны. Значит, на энергетической диаграмме прямые переходы можно показать так: переход из максимума валентной зоны в минимум (см. рис. 8) зоны проводимости без изменения квазиимпульса. Для получения прямого перехода необходима энергия фотона не менее ΔE_g . Поэтому

границную длину волны поглощаемого излучения данным способом можно найти так: $\hbar\omega_{кр} = \Delta E_g$ или $hc/\lambda_{кр} = \Delta E_g$, откуда находим: $\lambda_{кр} = hc/\Delta E_g$.

Здесь $\omega_{кр}$ и $\lambda_{кр}$ – круговая частота, и длина волны излучения, соответствующего красной границе фотоэффекта. Подставив численные значения входящих сюда констант, получим:

$$\lambda_{кр} (\text{мкм}) = \frac{1,24}{\Delta E_g (\text{эВ})}.$$

Так, в кремнии при комнатной температуре $\Delta E_g = 1,12$ эВ, поэтому $\lambda_{кр} \approx 1,1$ мкм. Это означает, что если на образец кремния будет падать излучение с длиной волны меньше $\lambda_{кр}$, то оно будет поглощать за счет собственного поглощения. Но при длине волны падающего излучения большей $\lambda_{кр}$ поглощение прекратится – энергии кванта окажется недостаточно для перевода электрона из валентной зоны в зону проводимости.

Непрямые переходы. Если переход не прямой, то разность квазиимпульсов конечного и начального состояний электрона (рис. 9) должна быть скомпенсирована участием в процессе поглощения дополнительной частицы, например, фонона. **Фононом** называют квант теплового колебания решетки, так что ее тепловые колебания представляют как хаотичное движение совокупности фононов с различными частотами и квазиимпульсами. Тогда

$$\bar{k}_C - \bar{k}_V = \bar{k}_{\text{фотон}} \pm \bar{k}_{\text{фонон}}.$$

Но при поглощении кванта света, кроме квазиимпульса, электрон должен получить (или отдать) от фонона и энергию – $E_{\text{фонон}}$, и закон сохранения энергии будет выглядеть так:

$$\hbar\omega \pm E_{\text{фонон}} = \Delta E,$$

Вероятность таких переходов с поглощением или излучением фонона будет меньше, чем вероятность прямых переходов, т.к. при непрямых переходах необходима встреча трех частиц: электрона, фотона и фонона. В связи с этим непрямые переходы имеют место, когда прямые переходы по каким-либо причинам невозможны. На энергетической диаграмме непрямые переходы показывают стрелкой, выходящей из максимума валентной зоны и заканчивающийся в абсолютном минимуме зоны проводимости (рис. 9). Если на такой полупроводник падает свет с энергией кванта $\hbar\omega = \Delta E_g$, то прямые переходы в нем невозможны, но будут происходить непрямые переходы, при

которых электрон должен изменить свой квазиимпульс k от 0 до k_1 , а также увеличить свою энергию E на величину ΔE_g .

Непрямые переходы могут иметь место и в прямозонном полупроводнике, если его зона проводимости в значительной степени занята электронами, что возможно в полупроводниках с высокой концентрацией свободных частиц в зоне разрешенных энергий.

3.4. Примесное поглощение излучения

Этот тип поглощения света реализуется в полупроводниках, в которых есть донорные (E_d) или акцепторные (E_a) примеси, имеющие энергетические уровни в запрещенной зоне, локализованные вблизи ее краев. Если будет

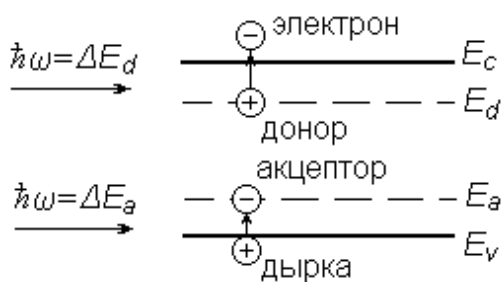


Рис. 15

падать свет с $\hbar\omega \geq E_c - E_d$, $\hbar\omega \geq E_a - E_v$ то электроны с уровня E_d будут переходить в E_c или из валентной зоны на E_a (см. рис. 15). Как следствие этого, при поглощении света атомами примеси в полупроводнике будут образовываться неподвижные ионы с фотоиндуцированным положительными

или отрицательным зарядом. Заметим, что под действием света возможны не только переходы с образованием ионов, но и обратные: электронов из E_c на E_d дырок с E_a в валентную зону. Это поглощение будет наблюдаться при низких температурах – акцепторные уровни не должны быть полностью заполнены электронами, а донорные – полностью ионизованными. В остальном процесс примесного поглощения протекает аналогично описанному выше в п. 3.3 для собственного поглощения, но с заменой атомов основного вещества на атомы примеси. Более того, в результате примесного поглощения в полупроводнике образуется один тип свободного носителя: электрон при поглощении донорной примесью или дырка – при поглощении кванта акцепторной примесью, тогда как при собственном поглощении генерируется пара «электрон – дырка». Этот

тип поглощения имеет непрерывный спектр, т.е. при изменении длины волны света от значения, соответствующего переходу «зона – примесный уровень» и выше, коэффициент примесного поглощения остается постоянным.

Существует важное количественное различие между собственным и примесным видами поглощения: ввиду того, что концентрация примесей (обычно от 10^{11} до 10^{18} см⁻³) значительно меньше концентрации атомов основного вещества (10^{22} см⁻³), вероятность столкновения кванта с атомом примеси во много раз ниже вероятности столкновения кванта с атомом основного вещества. Следовательно, коэффициент примесного поглощения имеет величину ($10^1 - 10^2$ см⁻¹), т.е. на несколько порядков меньше коэффициента собственного поглощения. Значит, примесное поглощение проявляется при исключении других видов, маскирующих примесное поглощение.

3.5. Поглощение свободными носителями (внутризонное поглощение)

Поглощение свободными носителями заряда – это один из основных механизмов поглощения оптического излучения в полупроводниках, когда квант

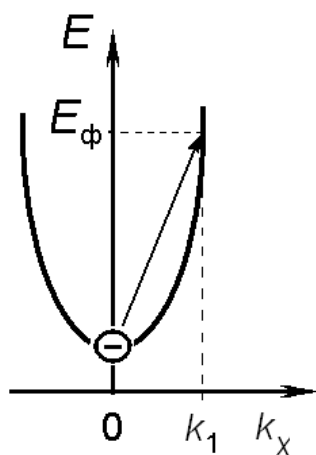


Рис. 16

света взаимодействует с носителем, который свободно двигается внутри зоны и реагирует на внешние воздействия. Физическая картина поглощения, например, свободным электроном кванта света такова. Поглощая энергию фотона E_{ϕ} , электрон на долинной диаграмме полупроводника (см. рис. 16) должен переместиться из начального состояния с $k = 0$ в новое состояние, которое выше по энергии на величину энергии кванта E_{ϕ} , но находится на параболической

зависимости энергии от волнового вектора (на рисунке переход электрона показан стрелкой). Но это возможно, если электрон наряду с энергией кванта электрон получит квазиимпульс величиной k_1 . Этот квазиимпульс электрон может

получить либо от взаимодействия с фононами (акустическими или оптическими), либо от взаимодействия с ионизованными примесями.

Поглощение свободными носителями характеризуется монотонным спектром поглощения $\alpha(\lambda)$, описываемым законом $\alpha(\lambda) \sim \lambda^p$, где λ – длина волны фотона, а показатель p может принимать значения в пределах от 1,5 до 3,5. Рассеяние света на акустических фононах приводит к поглощению, меняющемуся по закону $\alpha_A(\lambda) \sim \lambda^{1.5}$. Рассеяние на оптических фононах дает зависимость $\alpha_\Phi(\lambda) \sim \lambda^{2.5}$, тогда как рассеяние на ионизованных примесях может дать зависимость $\alpha_{\Pi}(\lambda) \sim \lambda^{3.0 \div 3.5}$. В общем случае реализуются все типы рассеяния, и результирующий коэффициент поглощения свободными носителями представляет собой сумму трех слагаемых:

$$\alpha_{\Sigma}(\lambda) = \alpha_A(\lambda) + \alpha_\Phi(\lambda) + \alpha_{\Pi}(\lambda) = A\lambda^{1.5} + B\lambda^{2.5} + C(N)\lambda^{3.5}$$

где A, B, C – константы, характеризующие вклад того или иного механизма рассеяния избытка энергии в суммарный коэффициент поглощения $\alpha_{\Sigma}(\lambda)$. Вклад от рассеяния на примесях тем больше, чем выше их концентрация N . Поэтому $C = C(N)$. Спектр поглощения на свободных носителях с учетом собственного поглощения будет иметь вид, показанный на рис. 17.

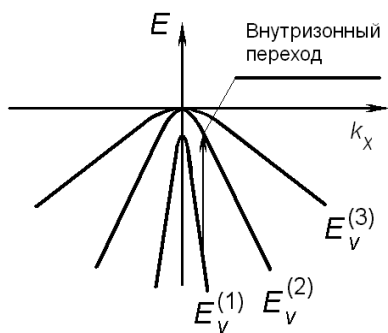
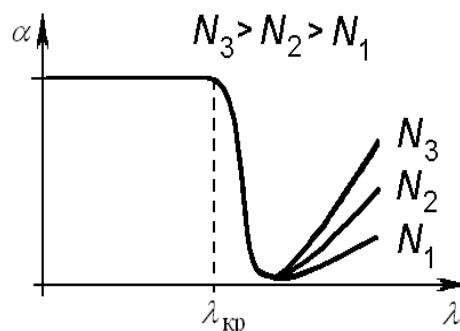


Рис. 18

Таким образом, в зависимости от типа доминирующего механизма рассеяния избыточной энергии кванта характер спектральной зависимости коэффициента поглощения на свободных носителях заряда будет различен: от $\lambda^{1.5}$ до $\lambda^{3.5}$.

В дополнение к этому заметим, что

поглощение кванта света и изменение энергетического состояния свободной частицы происходит в соответствии с энергетической диаграммой той зоны разрешенных энергий, какая свободная частица поглощает квант. Например, поглощение происходит дыркой в полупроводнике, в котором имеется три валентные зоны: $E_V^{(1)}$, $E_V^{(2)}$, $E_V^{(3)}$. Переход дырки с одной параболы $E(\bar{k})$ на другую в спектре поглощения полупроводника проявится как пик величины коэффициента поглощения. Эти переходы называют **внутризонными** (рис. 18).

3.6. Решеточное поглощение

Этот тип поглощения реализуется при взаимодействии кванта света с тепловыми колебаниями решетки твердого тела, в результате которого энергия кванта переходит в колебательную энергию атомов или ионов. Поскольку важным является вопрос о связи атомов решетки, кратко рассмотрим их виды. Различают четыре основных типа связей: ионная, металлическая, ковалентная и связь Ван-дер-Ваальса. Ионная связь образуется кулоновским взаимодействием положительных и отрицательно заряженных ионов. Металлическая связь создается кулоновским взаимодействием положительных ионов в решетке и свободных электронов, легко проникающих во все части металла и тем самым «цементирующих» его. Ковалентная связь создается обобществленными валентными электронами. Связь Ван-дер-Ваальса создается за счет взаимной поляризации соседних атомов. Механизмом взаимодействия кванта света и ионов решетки является кулоновское взаимодействие заряженной частицы (иона решетки) и электрического поля кванта с силой, равной $F = e\varepsilon_{\phi}$, где ε_{ϕ} – напряженность электрического поля в световой волне, e – заряд иона. Когда частоты колебания в кванте света и теплового колебания иона в узле решетки совпадают, энергия кванта передается решетке, увеличивая амплитуду колебания атома соответствующей частоты.

В случае же атомной решетки взаимодействие кванта света и атомов осуществляется за счет взаимодействия электрического поля световой волны с ионной компонентой связи между атомами решетки.

4. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

4.1. Основные понятия и параметры

В полупроводниках, в отличие от металлов, под влиянием внешних воздействий (освещения, электрического поля и т.д.) концентрации электронов и дырок могут изменяться во много раз. Это приводит к ряду специфических явлений, на которых основаны работа многих полупроводниковых приборов.

При нарушении термодинамического равновесия концентрации электронов и дырок в зонах (n и p) изменяются по сравнению с их равновесными значениями n_0 и p_0 , т.е. в зонах появляются неравновесные носители заряда с концентрациями $\delta n = n - n_0$ и $\delta p = p - p_0$. Установление концентраций в зонах определяется процессами генерации и рекомбинации электронов и дырок. Существует несколько разновидностей процессов генерации (световая, тепловая и т.д.) и рекомбинации (тепловой заброс носителей заряда «зона-зона», тепловой заброс носителей заряда с участием примесного уровня «зона – уровень – зона» и т.д.). Суммарные скорости этих процессов (количество генерируемых или рекомбинируемых частиц в

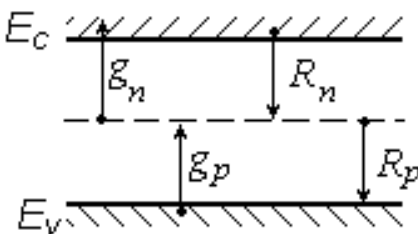


Рис. 19

единичном объеме в единицу времени) принято обозначать как g и R , соответственно. Это два противоположно направленных процесса, равенство скоростей протекания которых создает термодинамическое равновесие в зонах разрешенных энергий полупроводника.

Время жизни неравновесных носителей. Пусть под влиянием внешнего воздействия в единице объема полупроводника в единицу времени возникает g_n электронов проводимости и соответственно g_p дырок в валентной зоне. Скорости генерации g_n и g_p будем считать постоянными по всему объему полупроводника, хотя и не обязательно равными друг другу. Пусть далее R_n и R_p – скорости исчезновения электронов и дырок в результате их рекомбинации. Если в полупроводнике нет электрического тока, то суммарная

скорость изменения неравновесных концентраций электронов и дырок в зонах будет определяться скоростями их генерации и рекомбинации (рис. 19):

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g_n - R_n; \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = g_p - R_p .$$

Напомним, что g_n и g_p описывают генерацию за счет внешнего воздействия и не учитывают переходы, вызванные тепловым движением. Эти переходы учитываются в величинах R_n и R_p .

Для описания кинетики неравновесных электронных процессов (развития процессов во времени) вводят понятие **среднего времени жизни неравновесных электронов в зоне проводимости τ_n и дырок в валентной зоне τ_p** , которые определяются через скорости рекомбинации электронов и дырок:

$$R_n = \frac{n - n_0}{\tau_n}, \quad R_p = \frac{p - p_0}{\tau_p}$$

или иначе: $1/\tau_n$ – это вероятность исчезновения одного избыточного электрона из зоны проводимости в единицу времени в результате рекомбинации с дыркой, а $1/\tau_p$ – вероятность рекомбинации одной дырки в единицу времени.

Пользуясь понятиями времени жизни носителей заряда, уравнения кинетики неравновесных концентраций электронов и дырок в однородном образце, в котором нет тока проводимости, можно переписать в виде:

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = g_n - \frac{\delta n}{\tau_n}; \quad \frac{\partial \delta p}{\partial t} = g_p - \frac{\delta p}{\tau_p}. \quad (4.1)$$

Стационарные концентрации неравновесных носителей заряда $(\delta n)_s$ и $(\delta p)_s$, устанавливающиеся после длительного воздействия внешней генерации, можно найти, если в (4.1) приравнять к нулю левые части. Действительно, стационарное состояние характеризуется неизменностью концентраций свободных носителей в зонах, что требует в выражениях (4.1) положить все производные по времени

обратить в нуль. В результате этого упрощения из (4.1) можно найти выражения для подсчета стационарных концентраций свободных носителей заряда в зонах:

$$(\delta n)_s = g_n \tau_n; (\delta p)_s = g_p \tau_p. \quad (4.2)$$

Теперь рассмотрим кинетику изменения концентраций носителей заряда. В простейшем случае, когда τ_n и τ_p не зависят от n и от p , интегрирование кинетических уравнений (4.1) с учетом выражений (4.2) дает:

$$\begin{aligned} \delta n(t) &= g_n \tau_n - C_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right); \\ \delta p(t) &= g_p \tau_p - C_p \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Здесь C_n, C_p – постоянные интегрирования, определяемые из начальных условий: если в начале полупроводник находился в термодинамическом равновесии и затем в момент времени $t = 0$ включено внешнее воздействие (создающее генерацию носителей заряда), то при $t = 0$ будем иметь $\delta n = 0$. Использование данного начального условия дает возможность найти постоянные интегрирования:

$$\begin{aligned} C_n &= g_n \tau_n = (\delta n)_s; \delta n(t) = (\delta n)_s \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right)\right]; \\ C_p &= g_p \tau_p = (\delta p)_s; \delta p(t) = (\delta p)_s \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right)\right]. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Ход этих зависимостей показан на рис. 20 сплошной линией. Если в некоторый момент времени $t = t_1$ генерация выключается, то для времен $t \geq t_1$, $g_n = 0$ и начальное условие принимает вид: $t = t_1$, $\delta n = (\delta n)_1$. Тогда:

$$C_n = -(\delta n)_1 \cdot \exp\left(\frac{t_1}{\tau_n}\right)$$

и далее

$$\delta n(t) = (\delta n)_1 \cdot \exp\left(-\frac{(t-t_1)}{\tau_n}\right). \quad (4.5)$$

По аналогии можно записать:

$$\delta p(t) = (\delta p)_1 \cdot \exp\left(-\frac{(t-t_1)}{\tau_p}\right). \quad (4.6)$$

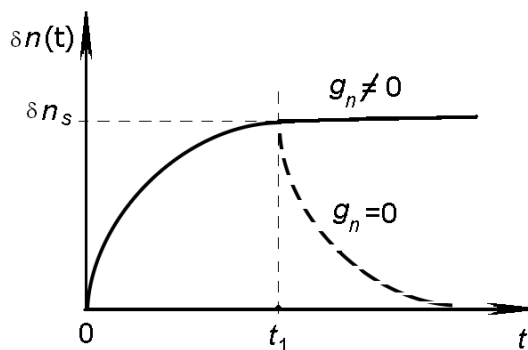


Рис. 20

Ход этой зависимости показан на рис. 20 пунктирной линией. Как следует из рисунка, выключение генерации носителей заряда приводит к тому, что избыточные концентрации электронов и дырок за счет процессов рекомбинации будут стремиться к своим равновесным значениям. Согласно выражениям (4.4), (4.5) и (4.6) при постоянных значениях параметров τ_n и τ_p установление избыточных концентраций электронов и дырок в зонах разрешенных энергий, а также их исчезновение описываются экспоненциальным законом. Поэтому по аналогии с определением физического смысла коэффициента поглощения (см. п. 3.1) можно определить физический смысл констант τ_n и τ_p так: τ_n (или τ_p) есть промежуток времени, в течение которого неравновесная концентрация электронов (дырок) при включении или выключении источника генерации носителей заряда увеличивается или уменьшается в e - раз. В большинстве практических случаев $\tau_n \approx \tau_p$.

4.2. Фотопроводимость полупроводников.

Собственная и примесная фотопроводимость

Простейший способ создания неравновесных носителей заряда состоит в освещении полупроводника электромагнитным излучением. Зарегистрировать изменение концентрации свободных носителей заряда во всем объеме полупроводника проще всего, измерив величину электрического тока, протекающего через полупроводник при действии на него постоянного напряжения фиксированной величины. В таких случаях говорят о возникновении фотопроводимости. Под **фотопроводимостью** полупроводника

понимают изменение его проводимости, вызванное освещением полупроводника.

Электронные переходы при оптической генерации могут быть различными. Если энергия фотонов $\hbar\omega > \Delta E_g$, то неравновесные электроны и дырки образуются в результате возбуждения электронов, переходящих из валентной зоны в зону проводимости, а также дырок, остающихся в валентной зоне. Это так называемая собственная оптическая генерация и, соответственно, **собственная фотопроводимость**. Обратный процесс есть прямая рекомбинация «свободный электрон – свободная дырка» (рис. 19). В результате оптической генерации в области собственного поглощения в полупроводнике образуется пара свободных носителей заряда противоположных знаков. Поэтому данный тип фотопроводимости еще называют **биполярной**.

Однако при наличии достаточного количества примесей в полупроводнике фотопроводимость может возникать и при $\hbar\omega < \Delta E_g$. На рис. 15 показана энергетическая диаграмма полупроводника, содержащего глубокую акцепторную примесь. Тогда при падении света с энергией $\hbar\omega > E_C - E_d$ происходит возбуждение электронов, связанных с примесью, в зону проводимости и имеем случай примесной оптической генерации и, соответственно, **примесной проводимости**. В случае, когда $\hbar\omega \geq E_a - E_v$, возможна генерация дырок в валентной зоне. Оба случая – случаи **монополярной** проводимости. Поглощение в собственной полосе длин волн на несколько порядков больше поглощения в примесной области.

Скорость оптической генерации связана с коэффициентом поглощения света. Пусть $I(x)$ есть интенсивность монохроматического светового потока на расстоянии x от освещаемой поверхности полупроводника, а α – коэффициент поглощения. Тогда количество энергии, поглощаемой в единицу времени на единичной площади в слое, расположенном между слоями x и $x + dx$, есть:

$$\begin{aligned} -dI &= I(x+dx) - I(x) = I_0 \exp(-\alpha(x+dx)) - I_0 \exp(-\alpha x) = \\ &= I_0 \exp(-\alpha x) \exp(-\alpha \cdot dx) - I_0 \exp(-\alpha x) = I_0 \exp(-\alpha x) \cdot [\exp(-\alpha \cdot dx) - 1] = \\ &= -I(x) \cdot [1 - \alpha \cdot dx - 1] = -I(x) \cdot \alpha \cdot dx, \end{aligned}$$

где произведено разложение экспоненциальной функции в ряд Тейлора по степеням dx вблизи точки x . Следовательно, число поглощаемых фотонов за единицу времени в единичном объеме, равно $\alpha \cdot I(x)/\hbar\omega$. Поэтому скорость оптической генерации g можно представить в виде:

$$g = \frac{\eta(\omega) \cdot \alpha(\omega) \cdot I(x)}{\hbar\omega}.$$

Здесь обозначено: $\eta(\omega)$ – **квантовый выход внутреннего фотоэффекта**, который равен числу пар свободных носителей, рождаемых в среднем одним поглощенным фотоном. Квантовый выход может быть больше единицы, если при поглощении одного фотона высокой энергии возникает две или более электронно-дырочные пары. Обычно, квантовый выход меньше единицы, поскольку часть фотонов поглощается либо решеткой (фононами), либо свободными носителями в зонах без образования дополнительных электронов и дырок. В общем случае g различно в разных точках полупроводника – случай **неоднородной генерации**. Если $\alpha \cdot d \ll 1$ (где d – толщина образца), то $I(x) \approx \text{const}$ (слабо поглощаемый свет) и g можно считать постоянным по объему. Этот случай называют случаем **однородной генерации** носителей заряда, т.к. при таком коэффициенте поглощения число генерируемых светом электронно-дырочных пар примерно постоянно по всей длине полупроводника в направлении падающего света.

Для того чтобы определиться в количестве возможных фотоэффектов в полупроводнике при его освещении излучением из собственной полосы поглощения, обратимся к выражению для проводимости полупроводника, которая в общем случае представляет собой сумму проводимостей по зоне проводимости, создаваемой свободными электронами – σ_n , и проводимости по валентной зоне, создаваемой дырками – σ_p :

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = e\mu_n n + e\mu_p p. \quad (4.7)$$

Экспериментально установлено, что при падении на полупроводник излучения с интенсивностью I проводимость полупроводника изменяется на величину $\delta\sigma(I)$. Так как рассматриваются только слабые световые потоки, то, согласно правилам дифференциального исчисления, без каких-либо дополнительных предположений можно вычислить полный дифференциал выражения (4.7):

$$\delta\sigma(I) = e n \cdot \delta\mu_n + e p \cdot \delta\mu_p + e \mu_n \cdot \delta n + e \mu_p \cdot \delta p, \quad (4.8)$$

где $\delta\mu_n$, $\delta\mu_p$, δn , δp представляют собой полные дифференциалы соответствующих величин. Таким образом, согласно выражению (4.8), освещение полупроводника может изменить его проводимость двумя способами: изменив концентрации свободных носителей в зонах, а также изменив их подвижности. Однако относительное влияние этих двух причин в реальности оказывается различным. Действительно, возникающая при поглощении фотона пара «электрон – дырка» получает некоторый квазиимпульс и энергию ($\hbar\omega - \Delta E_g$), которая идет на кинетическую энергию электрона. Если кинетическая энергия велика, то электрон быстро перемещается в междоузлии кристалла и испытывает множественные столкновения, происходящие чаще, чем у свободного электрона, находящегося внизу зоны проводимости. Поэтому его избыточная энергия быстро растрчивается. В результате через некоторое время, именуемое **временем релаксации энергии** – $\tau_E \sim 10^{-12}$ с и которое много меньше τ_n , τ_p , средняя энергия фотоэлектронов, имевших в момент своего рождения большую кинетическую энергию, принимает значение, соответствующее температуре решетки. В таком случае говорят, что электрон **термолизировался** – его кинетическая энергия стала соответствовать температуре кристалла.

Таким образом, за время своей жизни фотоэлектроны в зоне успевают быстро термолизироваться (прийти в состояние термодинамического равновесия с решеткой), так что все их параметры в течение практически всего времени

жизни будут такими же, как и у равновесных носителей. В этом случае подвижности фотоэлектронов равны подвижности темновых (равновесных) электронов. Значит, даже если освещать полупроводник светом с $\hbar\omega \gg \Delta E_g$, то избыток энергии вызывает изменение и концентрации носителей, и изменение их подвижностей, но через очень короткое время $\tau_E \ll \tau_n, \tau_p$ подвижности фотоносителей становятся такими же, что и у темновых электронов и дырок. Следовательно, с высокой степенью точности можно считать, что в результате поглощения света в полупроводниках изменяются только концентрации свободных носителей заряда: электронов и (или) дырок. Тогда выражение (4.8) для фотопроводимости освещаемого полупроводника с высокой степенью точности можно записать так:

$$\delta\sigma = e(\mu_p \cdot \delta p + \mu_n \cdot \delta n).$$

В дальнейшем будут рассматриваться только такие ситуации.

Будем считать, что происходит однородная генерация пар ($g_n = g_p = g = const$) и что в полупроводнике нет тока. Тогда, умножая кинетические уравнения для концентраций носителей в зонах (см. п. 4.1) на $e\mu_n$, $e\mu_p$ и складывая их, получим:

$$\frac{\partial \delta\sigma}{\partial t} = e(\mu_p + \mu_n)g - \frac{\delta\sigma}{\tau_{фп}}; \quad (4.9)$$

где обозначено:

$$\tau_{фп} = \frac{\mu_n \cdot \delta n + \mu_p \cdot \delta p}{\frac{\mu_n \cdot \delta n}{\tau_n} + \frac{\mu_p \cdot \delta p}{\tau_p}}. \quad (4.10)$$

Из уравнения (4.9) видно, что характеристическое время $\tau_{фп}$ – **время релаксации фотопроводимости** определяет время установления стационарного значения фотопроводимости $\delta\sigma$ при изменении условий освещения. В стационарном состоянии фотопроводимость равна

$$\delta\sigma(t \gg \tau_{фп}) = \delta\sigma_s = e(\mu_n + \mu_p) \cdot g \cdot \tau_{фп}. \quad (4.11)$$

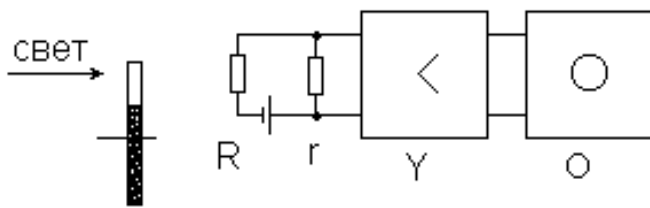


Рис. 21

Здесь под $\tau_{фп}$ следует понимать его значение в стационарном состоянии, т.е. при установившихся значениях δp и δn .

Для измерения фотопроводимости и ее кинетики разработано

много различных методик. Рассмотрим одну из них, блок-схема которой показана на рис. 21. Фотопроводник R , включенный последовательно с источником тока и нагрузочным сопротивлением r , освещается прерывистым светом. Модуляция интенсивности света может быть получена, например, с помощью вращающегося непрозрачного диска с прорезью. Вследствие изменения проводимости полупроводника в цепи возникает переменный ток, а на сопротивлении r появляется падение напряжения, в котором заключена информация об изменении проводимости полупроводника. Это напряжение усиливается широкополосным усилителем $У$, а затем визуализируется с помощью осциллографа $О$. Если величина постоянного напряжения внешнего источника равна V , то напряжение на входе усилителя будет равно:

$$U_{вх} = V \frac{r}{R^0 + r} \frac{\delta R(l)}{R^0},$$

где R^0 - его величина в отсутствии освещения, $\delta R(l)$ - изменение сопротивления фоторезистора за счет его освещения

$$\delta R(l) = -\frac{\delta\sigma}{\sigma^2} \frac{L}{S} = -R^0 \frac{\delta\sigma}{\sigma^0}.$$

Здесь L , S - длина полупроводникового фоторезистора и его площадь, а σ^0 - темновая проводимость. В итоге напряжение на входе усилителя будет равно:

$$U_{вх} = -V \left(\frac{r}{R^0 + r} \right) \frac{\delta\sigma(l)}{\sigma^0}.$$

Отсюда видно, что чем больше V , тем больше сигнал на входе усилителя. Более того, данное выражение показывает, что для получения большого

сигнала от фотопроводимости полупроводника необходимо выбирать сопротивление нагрузки r более темного сопротивления фоторезистора: $r \gg R^0$. Таким образом, оптимальной схема запитывания фоторезистора является схема в виде источника постоянного тока.

Из выражения (4.11) следует, что чем больше время релаксации фотопроводимости $\tau_{фп}$, тем больше $\delta\sigma_s$, т.е. тем выше чувствительность фоторезистора к оптическому излучению. Однако при увеличении $\tau_{фп}$ одновременно с ростом фоточувствительности увеличивается время установления фотопроводимости, т.е. будет больше инерционность фоторезистора и им нельзя будет регистрировать быстрые оптические процессы. С этим противоречием приходится считаться при выборе фоторезисторов для технических применений.

Если $\tau_{фп}$ постоянно во времени, то $\delta\sigma$ изменяется во времени так, как это показано на рис. 22. Если T - длительность светового импульса, за которым следует затемнение фоторезистора такой же продолжительности, то общий

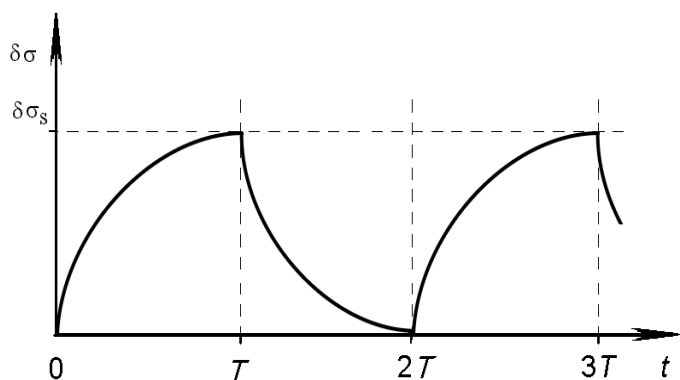


Рис. 22

период модуляции светового потока составит $2T$. Будем считать, что импульсы света длинные: $T \gg \tau_{фп}$ и потому за время его действия фотопроводимость достигает своего максимального значения $\delta\sigma_s$. На отрезке времени

$(T; 2T)$ генерация неравновесных носителей заряда отсутствует, а доминирует рекомбинация ранее созданных фотоэлектронов и фотодырок. Потому фотопроводимость уменьшается по экспоненциальному закону:

$$\delta\sigma(t) = \delta\sigma_s \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{фп}}\right).$$

Кривые релаксации фотопроводимости могут быть использованы для определения параметров полупроводника. На начальном участке нарастания $\delta\sigma$ в уравнении (4.9) можно пренебречь вторым слагаемым в правой части (рекомбинация еще отсутствует, т.к. она проявится при временах наблюдения сравнимых или больших $\tau_{фп}$). Тогда:

$$\delta\sigma(t) \approx e(\mu_n + \mu_p)gt.$$

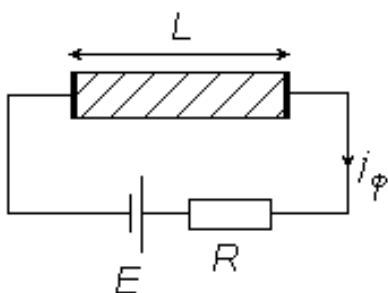
Линейное увеличение фотопроводимости со временем освещения характеризуется наклоном, тангенс угла которого равен

$$\text{tg}(\alpha) = e(\mu_n + \mu_p)\eta \cdot \alpha \cdot l_0 / \hbar\omega,$$

где η – квантовый выход, α – коэффициент поглощения. Этот участок роста фотопроводимости не зависит от процессов рекомбинации, а определяется только процессами генерации. Поэтому исследование начальной стадии нарастания фотопроводимости используют для экспериментального определения квантового выхода η .

При выключении света спад фотопроводимости используют для определения времени релаксации фотопроводимости как время, за которое фотопроводимость уменьшается от своего максимального значения $\delta\sigma_s$ в e -раз.

Коэффициент усиления фотопроводимости. Будем считать, что рассматриваемый полупроводниковый образец с омическими контактами на концах имеет длину L . В цепи с нагрузочным сопротивлением R (рис. 23) возникающий фототок при действии электрического поля E будет равен:



$$j_{\phi} = \delta\sigma_s \cdot E,$$

$$j_{\phi} = (e\mu_n\delta n + e\mu_p\delta p)E.$$

Расписав концентрации неравновесных носителей заряда в виде: $\delta n = g\tau_n$, $\delta p = g\tau_p$, где g - скорость генерации электронов и дырок светом, получим:

Рис. 23

$$j_{\phi} \approx e(\mu_n \tau_n + \mu_p \tau_p) \cdot g \cdot E.$$

Введем в рассмотрение время пролета образца электроном и дыркой, определив их так

$$t_n = \frac{L}{v_n} = \frac{L}{\mu_n \cdot E}; \quad t_p = \frac{L}{v_p} = \frac{L}{\mu_p \cdot E},$$

где v_n, v_p – скорости электронов и дырок. Отсюда находим:

$$j_{\phi} \approx e \cdot \left(\frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p} \right) \cdot L \cdot g.$$

Обозначим: $K = \frac{\tau_n}{t_n} + \frac{\tau_p}{t_p}$. Эта величина показывает, сколько раз за время своей жизни электронно-дырочная пара может пролететь через весь образец, т.е. участвовать в фотопроводимости. С учетом этого выражение для фототока примет вид:

$$j_{\phi} \approx e \cdot K \cdot L \cdot g.$$

Проанализируем его. Если $K < 1$, то это означает, что электрон и дырка успевают прорекомбинировать, не пролетев полностью образец. Значит, они не дали полный вклад в фотопроводимость. Увеличив прикладываемое электрическое поле, можно уменьшить t_n и t_p , а значит, увеличить j_{ϕ} . Параметр K называют

коэффициентом усиления фотопроводимости.

С его помощью можно оптимизировать параметры входной цепи схемы регистрации для

данного типа фоторезистора. При решении практических задач необходимо стремиться к тому, чтобы K было максимальным. Зависимость величины фототока от приложенного поля обычно имеет вид, показанный на рис. 24.

Величину электрического поля E_0 , при котором достигается предельное значение K , можно найти из условия: $t_n \approx \tau_n, (t_p \approx \tau_p)$

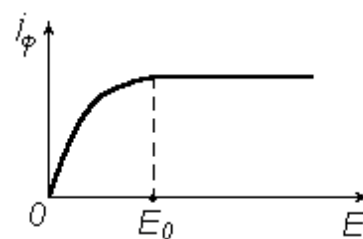


Рис. 24

$$E_0 \approx \frac{L}{\mu_n \cdot \tau_n} \quad \text{или} \quad V_0 \approx \frac{L^2}{\mu_n \cdot \tau_n}.$$

Увеличивать напряжение на образце V выше V_0 нецелесообразно, т.к. при $V = V_0$ неравновесные носители заряда обоих знаков дали максимальный вклад в фотопроводимость, и K достигает максимального значения (около двух для биполярной фотопроводимости). В случае примесной фотопроводимости, когда в ее формировании принимает участие только один тип подвижного носителя заряда, а второй носитель заряда (ион донорной или акцепторной примеси) неподвижен, ситуация с выбором напряжения смещения сложнее. Уход подвижного носителя заряда раньше времени его жизни нарушит условие электрической нейтральности в объеме полупроводника (там остается ионизированный атом примеси). Для восстановления нарушенного равновесия через отрицательный (или положительный, в зависимости от знака свободного носителя) контакт фоторезистора в полупроводник будет инжектирован с новый электрон (или дырка). И так будет происходить до тех пор, пока неравновесный электрон не прорекомбинирует в объеме полупроводника. Следовательно, в этом случае коэффициент усиления фотопроводимости может оказаться большой величиной.

4.3. Фотовольтаические эффекты в полупроводниках

Рассмотренная выше фотопроводимость полупроводников имеет положительные и отрицательные качества. К положительным качествам фотопроводимости можно отнести простоту изготовления полупроводникового образца, предназначенного для регистрации фотопроводимости – прямоугольный брусок полупроводника с омическими контактами на противоположных торцах, а также простота интерпретации физических процессов, формирующих явление фотопроводимости. К отрицательным качествам фотопроводимости относятся следующие: необходимость в схеме фотоприемника иметь периодически обновляемый источник постоянного напряжения, что ограничивает область применения данного фотоэффекта

(исключаются системы космического базирования и т.п.), протекание постоянного тока через полупроводник приводит к дополнительным шумам (дробовым, контактными), что снижает обнаружительную способность фотоприемника. В дополнение к этому заметим, что схемотехнически регистрация фотопроводимости, как правило, осуществляется путем ее перевода в напряжение – падение напряжения на сопротивлении нагрузки радиотехнического тракта фотоприемника.

Эти обстоятельства побуждают искать фотоэффекты, не нуждающиеся в источниках постоянного напряжения, а сами вырабатывающие напряжения, пропорциональные интенсивности оптического излучения.

При освещении полупроводника изменяется не только его электропроводность, но также возникают электродвижущие силы. Общая причина возникновения фотоэлектродвижущей силы (или фотоэдс), по крайней мере в наиболее важных случаях, одна и та же: пространственное разделение неравновесных носителей заряда за счет их диффузии или за счет действия внутреннего электрического поля полупроводника, которое создается специально или возникает случайным образом. Двигаясь от места их генерации, неравновесные носители создают направленные потоки зарядов, которые продолжают до тех пор, пока пространственное разделение электронов и дырок не создаст электрическое поле - фотоэдс, препятствующее дальнейшему перемещению неравновесных носителей заряда.

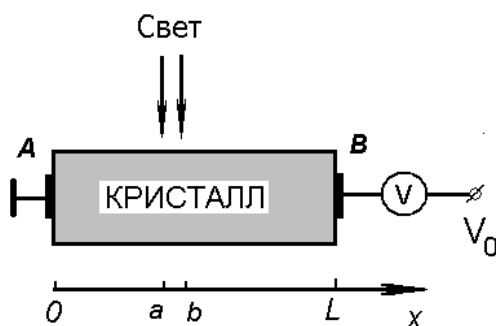


Рис. 25

Несмотря на общую картину происхождения фотовольтаических эффектов, оказывается удобным говорить о разных типах фотоэдс в зависимости от особенностей строения полупроводника и условий проведения регистрации излучения. Остановимся на общем условии, необходимом для возникновения фотоэдс.

Чтобы сделать рассуждения простыми и наглядными, рассмотрим

полупроводник в виде прямоугольного параллелепипеда, часть которого «*ab*» освещается излучением из полосы собственного поглощения. Образец ограничен слева и справа одинаковыми металлическими электродами *A* и *B* для измерения фотоэдс (рис. 25). Полупроводник может быть неоднородным, т.е. примеси в нем могут быть распределены неравномерно по длине образца, а отдельные его части могут иметь даже различный тип проводимости (электронный или дырочный). Будем считать, что подвижности электронов и дырок при освещении не меняются. Неравновесные концентрации электронов и дырок δn и δp будем предполагать зависящими только от координаты, отсчитываемой *x* вдоль образца в направлении регистрации фотоэдс (контактов). Пусть к полупроводнику приложено постоянное напряжение V_0 .

При освещении в образце появятся токи с плотностями, содержащими дрейфовую и диффузионную компоненты:

$$j_p = \sigma_p E - e D_p \frac{dp}{dx}; \quad j_n = \sigma_n E + e D_n \frac{dn}{dx}.$$

Полная плотность тока будет:

$$j = j_n + j_p = \sigma \cdot \left(E_0 + e \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\sigma} \right),$$

где $\sigma = e(\mu_n n + \mu_p p)$ – полная электропроводность в данном материале. С другой стороны, согласно закону Ома, можно записать:

$$j = \sigma \cdot (E_0 + E^*),$$

где E^* – напряженность поля, возникшая из-за освещения полупроводника. Сравнивая оба выражения для *j*, найдем

$$E^* = \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_n n + \mu_p p}.$$

Тогда полное фотонапряжение, измеренное на торцах образца *A* и *B*, будет

$$V^* = \int_0^L E^* dx = \int_0^L \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_n n + \mu_p p} dx, \quad (4.12)$$

где интегрирование проводится вдоль всего образца по направлению к контактам.

Из выражения (4.12) следует, что возникающая на торцах полупроводника фотоэдс тем больше, чем значительнее различие в величинах диффузионных потоков электронов и дырок, а также чем меньше темновая проводимость полупроводника. При этом важно, что регистрируется фотонапряжение, поэтому в выражении (4.12) в этот параметр дают вклады градиенты концентраций и равновесных, и неравновесных электронов и дырок.

Чтобы выяснить общие свойства фотоиндуцированного напряжения, исследуем более подробно полученное выражение.

Однородный полупроводник. Предположим, что

$$p = p_0 + \delta p; \quad n = n_0 + \delta n.$$

Поскольку исходно полупроводник считается однородным, то $\frac{dn_0}{dx} = \frac{dp_0}{dx} = 0$.

В случае одинакового градиента неравновесных электронов и дырок

$$D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{e} \left[\mu_n \frac{d\delta n}{dx} - \mu_p \frac{d\delta p}{dx} \right] = \frac{kT}{e} [\mu_n - \mu_p] \frac{d\delta p}{dx},$$

поскольку градиенты избыточных концентраций носителей заряда обычно одинаковы. Тогда по выражению (4.12)

$$V^* = \frac{kT}{e} (\mu_n - \mu_p) \int_{\delta p(0)}^{\delta p(L)} \frac{d(\delta p)}{\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + (\mu_n + \mu_p) \delta p}.$$

Здесь подынтегральное выражение представляет собой дифференциал функции

$$\ln \left[\frac{\mu_n n_0 + \mu_p p_0 + (\mu_n + \mu_p) \delta p}{\mu_n + \mu_p} \right],$$

и потому, вычислив ее значение в точках *A* и *B*, получим разность двух значений логарифмической функции, отличающихся друг от друга только

небольшим значением $\delta p(x)$. Следовательно, в этом случае фотоэдс V^* будет сравнительно малой величиной.

Таким образом, в однородном полупроводнике с одинаковыми градиентами неравновесных электронов и дырок фотонапряжение на освещаемом полупроводнике оказывается малым.

Примесное освещение. Пусть свет создает только основные носители. Будем для определенности рассматривать полупроводник n -типа. Для него справедливы следующие неравенства:

$$D_n \frac{dn}{dx} \gg D_p \frac{dp}{dx}, \quad \mu_n n \gg \mu_p p.$$

Поэтому выражение (4.12) дает:

$$\begin{aligned} V^* &= \frac{kT}{e} \int_{\delta n(0)}^{\delta n(L)} \frac{d\delta n}{n_0 + \delta n} = \frac{kT}{e} \int_{1+\delta n(0)/n_0}^{1+\delta n(L)/n_0} \frac{d(1+\delta n/n_0)}{1+(\delta n/n_0)} = \\ &= \frac{kT}{e} \left[\ln(1+\delta n(L)/n_0) - \ln(1+\delta n(0)/n_0) \right] = \frac{kT}{e} \left[\frac{\delta n(L) - \delta n(0)}{n_0} \right]. \end{aligned}$$

Здесь в знаменателе стоит большое число: концентрация основных носителей. Следовательно, примесное освещение полупроводника, в результате которого создаются только основные неравновесные носители заряда, создает на концах полупроводника малую по величине фотоэдс.

Если продолжить этот анализ, то можно показать (приводится без полного математического доказательства), что для возникновения значительной по величине фотоэдс необходимо, чтобы полупроводник должен быть неоднородным по уровню легирования вдоль направления регистрации фотонапряжения (это обеспечит большой градиент концентраций) или же (и) свет должен создавать большое количество неосновных носителей заряда. Поясним этот вывод простым примером. Пусть в полупроводнике имеется 1000 основных носителей, например, электронов и 100 неосновных – дырок. Пусть освещение полупроводника создает одинаковое количество тех и других: например, по 10 штук. Освещение изменило число основных носителей на 1%, а неосновных – на

10%. Поэтому и вклад в фотоэдс от изменения числа неосновных носителей следует ожидать больший, чем от основных.

4.4. Квазиуровни Ферми в полупроводнике

Существует достаточно простой и наглядный способ оценки величины фотоэдс, возникающей в полупроводнике при его освещении. Для его рассмотрения обратимся к оценке вероятности заполнения уровней энергии. уровней энергии. В термодинамически равновесном состоянии (например, при отсутствии освещения полупроводника) вычислить концентрации электронов и дырок в зонах можно, если воспользоваться распределением Ферми-Дирака. При этом необходимо знать положение уровня Ферми F (см. п. 1.4). Если концентрация электронов в полупроводнике (например, за счет его однородного легирования) будет увеличиваться, то уровень Ферми, оставаясь в запрещенной зоне, будет смещаться к дну зоны проводимости (см. рис. 26, а). В случае увеличения концентрации дырок он смещается к потолку валентной зоны. Поэтому уровни энергий, лежащие вблизи уровня Ферми, при изменении его энергетического положения меняют вероятность заполнения электронами. Такой подход к описанию изменений заполнения энергетических состояний в равновесии прост и удобен.

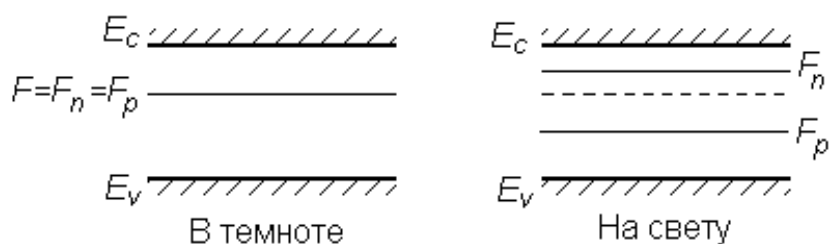


Рис.26

Однако часто необходимо знать концентрации носителей в валентной зоне и зоне проводимости в неравновесных условиях, например, при освещении полупроводника. Попробуем применить для этой цели равновесную функцию распределения Ферми-Дирака. Использовать ее будет возможно, если удастся определить положение уровня Ферми F в неравновесных условиях. При

отсутствии освещения уровень Ферми в полупроводнике определяется концентрациями равновесных носителей заряда в зонах разрешенных энергий, т.е. в конечном счете – концентрацией легирующей донорной или акцепторной примеси (см. рис. 26, а). Освещение полупроводника увеличивает концентрацию электронов, и потому в неравновесных условиях уровень Ферми должен сместиться вверх относительно своего равновесного положения. Одновременно с освещением увеличивается и концентрация дырок и тогда, опять-таки согласно рассуждениями первого абзаца этого параграфа, уровень Ферми должен переместиться вниз (см. рис. 26, б). Но он не может при освещении одновременно двигаться вверх и вниз. Следовательно, введение в рассмотрение единичного уровня Ферми в этих условия невозможно. Поэтому распределение электронов и дырок по состояниям в неравновесных условиях нельзя описать равновесной функцией Ферми-Дирака с одним уровнем Ферми.

Однако можно обобщить положения равновесной статистики на неравновесную ситуацию, если вместо одного уровня Ферми формально ввести два квазиуровня Ферми: один - для описания распределения электронов по энергии в неравновесных условиях, а другой – для описания распределения дырок. Тогда вероятность заполнения электроном состояния с энергией E в зоне проводимости можно представить в виде функции Ферми-Дирака:

$$f_n = \left(1 + \exp \frac{E - F_n}{kT} \right)^{-1}.$$

Здесь F_n есть **квазиуровень Ферми для электронов**.

Аналогично, для вероятности обнаружения дырки на уровне с энергией E в валентной зоне положим

$$f_p = \left(1 + \exp \frac{F_p - E}{kT} \right)^{-1},$$

где по определению F_p есть **квазиуровень Ферми для дырок**. Введение квазиуровней для неравновесных состояний полупроводника допустимо, т.к. созданные светом носители заряда, как уже указывалось выше, через очень короткое время ($\sim 10^{-12}$ с) термолизуются.

Таким образом, появление в зонах неравновесных электронов и дырок можно описать как расщепление первоначального уровня Ферми F на два квазиуровня F_n и F_p , каждый из которых смещается по направлению к своей зоне: F_n – к зоне проводимости, а F_p – к валентной зоне. Нетрудно видеть, что разность квазиуровней Ферми на концах полупроводника определяет величину разности потенциалов на них, возникающей при освещении:

$$V^* = \frac{F_n - F_p}{e}$$

. Следовательно, разность квазиуровней Ферми для электронов и для дырок есть та фотоэдс, которую можно измерить вольтметром на концах полупроводникового образца при его освещении.

4.5. Фотоэдс в однородных полупроводниках (фотоэдс Дембера)

Согласно выполненного в предыдущем параграфе анализа, фотоэдс в однородных полупроводниках может возникнуть, если градиенты неравновесных концентраций электронов и дырок будут различны. Для выяснения свойств фотоэдс в однородных полупроводниках рассмотрим полупроводник прямоугольной формы, одна из граней которого освещается светом из собственной полосы поглощения (рис. 27). Предполагаем, что интенсивность падающего излучения

невелика, так что электропроводность образца σ при освещении мало отличается от темновой проводности σ_0 . Ввиду большого значения коэффициента поглощения света, он полностью поглотится в тонком приповерхностном слое полупроводника. Ввиду большого различия в концентраций неравновесных

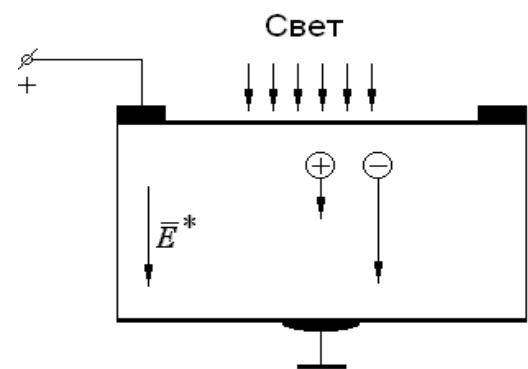


Рис.27

электронов и дырок у освещаемой поверхности и в объеме полупроводника, возникает их диффузия в глубь полупроводника. Обычно коэффициенты

диффузии, характеризующие скорости разбегания электронов и дырок, различны: электроны движутся в междоузлиях, а дырки перемещаются по вакансиям в атомах, что сделать сложнее. В результате этого различия через некоторое время после начала диффузии электроны уйдут вглубь дальше, чем дырки. Это приведет к разделению зарядов в пространстве, а значит, и к возникновению внутреннего электрического поля E^* . Оно направлено таким образом, чтобы воспрепятствовать диффузии, остановить ее. Стационарное значение возникающего внутреннего поля достигается, когда создаваемый им дрейфовый ток электронов и дырок уравнивает суммарный диффузионный ток, вызванный неравномерным распределением фотоносителей по глубине полупроводника. На рис. 27 показаны знаки заряда поверхностей образца для случая $D_n > D_p$ и ориентация поля E^* . Электроны, диффундирующие быстрее дырок, заряжают нижнюю грань отрицательно, а на освещенной грани появляется положительный заряд.

Для того чтобы оценить величину возникающего за счет поля E^* фотоэдс на концах полупроводникового образца, рассмотрим полупроводник n -типа проводимости, в котором концентрации неравновесных (созданных светом) электронов и дырок равны ($\delta n = \delta p$). Использование выражения (4.12) дает формулу для подсчета величины фотоэдс в этих условиях:

$$V^* = \frac{e}{\sigma_0} (D_n - D_p) \int_{\delta p(0)}^{\delta p(d)} dp = \frac{e}{\sigma_0} (D_n - D_p) \cdot [\delta p(d) - \delta p(0)],$$

где d – толщина образца в направлении падения света, $\delta p(0)$ и $\delta n(d)$ – концентрации фотоносителей у освещенной и неосвещенной поверхностей соответственно. Здесь достаточно интегрировать по толщине пластинки, т.к. в остальной части цепи $E^* = 0$. Если толщина образца в направлении падающего света d превышает длину диффузии электронов и дырок, то $\delta p(d) \ll \delta p(0)$ и тогда фотоэдс будет

$$V^* \approx \frac{e}{\sigma_0} (D_p - D_n) \cdot \delta p(0). \quad (4.13)$$

Фотоэдс, возникающая вследствие различия коэффициентов диффузии неравновесных носителей заряда, называется **фотоэдс Дембера**. Согласно выражению (4.13), ее величина не зависит от геометрических размеров полупроводникового образца (если $d > L_n, L_p$) и определяется только различием в коэффициентах диффузии электронов и дырок, темновым сопротивлением полупроводника и уровнем его освещения. Ее величина обычно невелика: при комнатной освещенности образцов германия с темновой проводимостью $\sigma_0 \approx 1 \text{ Ом}^{-1}\text{см}^{-1}$ экспериментально измеряется фотоэдс $V^* \sim 10^{-3}$ Вольт. Фотоэдс Дембера можно использовать для регистрации оптического излучения из полосы собственного поглощения полупроводника, определения разности коэффициентов диффузии электронов и дырок и т.д.

4.6. Фотоэдс в неоднородных полупроводниках (объемная фотоэдс)

Объемная, или распределенная, фотоэдс возникает в неоднородных полупроводниках, в которых градиент удельного сопротивления отличен от нуля. Этот тип фотоэдс рассмотрим на примере тонкой пластинки, на поверхность которой падает свет в виде узкой полоски. Полоска света удалена от торцов образца по крайней мере на несколько диффузионных длин, так что фотоэлектроны и фотодырки рекомбинируют, не достигая торцов. Экспериментально доказано, что в такой ситуации между концами образца появляется напряжение, которое тем больше, чем больше градиент удельного сопротивления в месте освещения. Описываемая ситуация изображена на рис. 28.

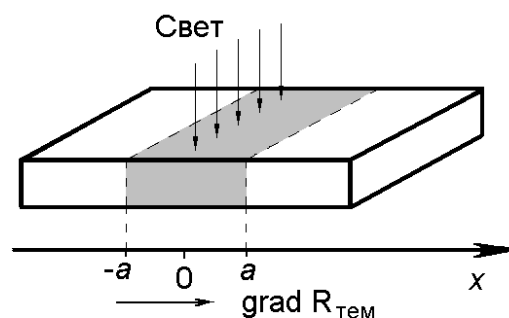


Рис.28

Рассмотрим физический механизм формирования фотоэдс на неоднородности легирования полупроводника n - типа. Это означает, что сопротивление образца изменяется с координатой вследствие изменения концентрации темновых носителей. Это означает, что энергетические зоны

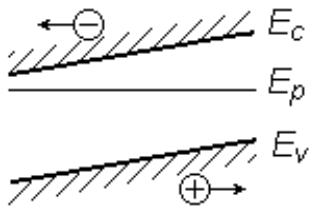


Рис. 29

будут наклонены относительно постоянного уровня Ферми, т.е. в образце будет существовать внутреннее электрическое поле. Действительно, в равновесных условиях уровень Ферми постоянен во всех частях рассматриваемой системы. Но если уровень легирования изменяется слева направо на рисунке, то это означает, что расстояние между уровнем Ферми F и дном зоны

проводимости должно увеличиваться при движении вдоль полупроводника слева направо. Это означает, что разрешенные зоны должны быть наклонены так, как это показано на рис.29 или что в полупроводнике в области неоднородности существует встроенное электрическое поле. При отсутствии освещения это поле не вызывает появления тока, т.к. обусловленный им дрейф в точности компенсируется током диффузии. Однако при освещении это равновесие нарушается и возникают потоки фотоэлектронов и фотодырок, направленные в разные стороны. Если на рисунке градиент сопротивления направлен слева направо, то под действием внутреннего электрического поля электроны будут двигаться к левому концу образца и заряжать его отрицательно, а дырки – к правому концу, создавая на нем положительный заряд (рис. 29). Образующийся в результате этого разделения заряда диполь изменит величину внутреннего поля на некоторую величину, что можно обнаружить на торцах полупроводника как дополнительное напряжение, величина которого определяется уровнем освещения.

Для того чтобы вычислить величину возникающей фотоэдс и определить характер ее зависимости от параметров полупроводника будем рассматривать полупроводник n -типа, генерация электронно-дырочных пар в котором происходит в пределах тонкого слоя толщиной $2a$, которая предполагается много меньше длин диффузии носителей заряда $L_{диф}$. Освещение считаем слабым ($\delta p/n_0 \ll 1$) и постоянным в пределах полосы освещения, причем при освещении $\mu_n n \gg \mu_p p$.

Тогда по формуле (4.12) имеем:

$$V^* \approx \int_0^L \frac{D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}}{\mu_n n} dx = V_{01} + V_{02}.$$

Первое слагаемое здесь

$$V_{01} = \frac{D_n}{\mu_n} \int \frac{\delta n(L)}{\delta n(0)} \frac{dn}{n} = 0,$$

т.к. подынтегральная функция есть полный дифференциал логарифмической функции. При вычислении второго слагаемого будем считать $n \approx n_0$, а также учтем то обстоятельство, что в темноте $p = p_0(x)$ и $V_{02} = 0$. Поэтому:

$$V^* \approx -\frac{D_p}{\mu_n} \int_0^L \frac{d(\delta p)}{n_0(x)} dx.$$

Введем в это выражение темновое удельное сопротивление ρ_0 и плотность тока диффузии избыточных дырок j_p :

$$\rho_0(x) = \frac{1}{e\mu_n n_0(x)}; \quad j_p(x) = -eD_p \frac{d(\delta p)}{dx}.$$

Тогда выражение для определения объемной фотоэдс можно переписать в виде:

$$V_0 = \int_{-\infty}^{-a} j_p(x) \rho_0(x) dx + \int_a^{\infty} j_p(x) \rho_0(x) dx.$$

Здесь совершен переход от интегрирования по конечному интервалу к интегрированию в бесконечных пределах, т.к. $j_p(x)$ быстро затухает с удалением от освещенного участка. Т.к. $\delta p(x) \sim \exp(-x/L_p)$, то по такому же закону изменяется и $j_p(x)$. Поэтому можно записать:

$$x > a; \quad j_p = j_p(a) \cdot \exp\left(-\frac{x-a}{L_p}\right);$$

$$x < -a; \quad j_p = -j_p(-a) \cdot \exp\left(-\frac{x+a}{L_p}\right),$$

причем из симметрии задачи ясно, что $j_p(-a) = j_p(a)$. Тогда

$$V_0 \approx -j_p(a) \int_{-\infty}^{-a} \rho_0(x) \cdot \exp\left(\frac{x+a}{L_p}\right) dx + j_p(a) \int_a^{\infty} \rho_0(x) \cdot \exp\left(-\frac{x-a}{L_p}\right) dx.$$

Заменяя в первом интеграле x на $-x$, получим:

$$V_0 \approx j_p(a) \int_a^{\infty} \exp\left(-\frac{x-a}{L_p}\right) \cdot [\rho_0(x) - \rho_0(-x)] dx.$$

Неизвестную функцию $\rho_0(x)$ в пределах узкого освещенного слоя можно аппроксимировать прямой линией:

$$\rho_0(x) - \rho_0(-x) = 2 \left[\frac{\partial \rho_0}{\partial x} \right]_0 \cdot x.$$

Тогда возникающая за счет освещения объемная фотоэдс будет равна:

$$V_0 \approx 2j_p(a) \frac{d\rho_0}{dx} \int_a^{\infty} \exp\left(-\frac{x-a}{L_p}\right) x \cdot dx = 2j_p(a) \frac{d\rho_0}{dx} (L_p a + L_p^2) \approx 2j_p(a) \frac{d\rho_0}{dx} L_p^2, \quad a \ll L_p.$$

И, наконец, значение тока на границе освещенного слоя $j_p(a)$ можно найти из условия баланса для фотодырок. Если N – полное число электронно-дырочных пар, сгенерированных светом во всем слое $2a$ в одну секунду, то

$$2j_p(a)S = eN,$$

где S – площадь сечения образца. Поэтому окончательно имеем следующее выражение для объемной фотоэдс:

$$V^* \approx \frac{e}{S} \cdot N \cdot L_p^2 \cdot \left(\frac{d\rho_0}{dx} \right)_0.$$

Здесь $(d\rho_0/dx)_0$ – градиент темнового сопротивления образца в месте освещения.

Для дырочного полупроводника мы получили бы такую же формулу, но с заменой диффузионной длины дырок на диффузионную длину для электронов.

По порядку величины V^* для $(d\rho_0/dx) \approx 10$ Ом и $L_p \approx 0,1$ см составляет единицы милливольт. Объемную фотоэдс можно использовать для исследования неоднородностей удельного сопротивления полупроводниковых пластин. Этот способ значительно проще, чем способ, основанный на

пропускании тока по полупроводнику и исследовании металлическим зондом картины распределения по поверхности электростатического потенциала. Он позволяет судить о степени неоднородности $\rho_0(x)$ не внося изменений в полупроводниковый образец, поскольку оптический метод по своей сути является бесконтактным.

4.7. Барьерная фотоэдс

Электронно-дырочные переходы. Из выражения для величины фотовольтаического эффекта (4.12) следует, что она тем больше, чем меньше проводимость полупроводника, т.е. чем более высокоом полупроводник.

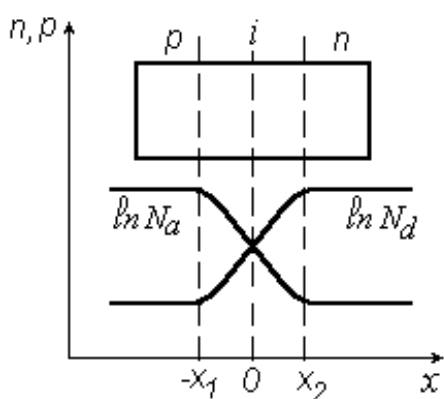


Рис. 30

Наибольшим сопротивлением обладает полупроводник с концентрациями носителей заряда, равными собственной концентрации $n = p = n_i$. Однако изготовить такой полупроводниковый образец технологически сложно. Поэтому целесообразно использовать для регистрации оптического излучения образец, в котором имеется отдельная область собственной

проводимости. Такую область можно получить, изготовив полупроводниковый $p-n$ -переход. Как известно, он образуется при соединении двух полупроводников, обладающих разными типами проводимости: электронной (n -тип) и дырочной (p -тип). Чтобы избежать неконтролируемого влияния поверхностей на свойства $p-n$ -перехода, его изготавливают из одного монокристалла легированием торцов образца донорной и акцепторной примесями, а затем вжиганием примесей в объем высокотемпературной обработкой. Рис. 30 поясняет сказанное. Здесь в левой части кристалла создана дырочная проводимость с концентрацией основных носителей (дырок) $p \approx N_a - N_d$, а в правой части – электронная ($n \approx N_a - N_d$). Между ними образуется переходной слой, в котором концентрация примесей быстро изменяется. В некоторой тонкой области этого слоя доноры и акцепторы компенсируют друг

друга ($N_a \approx N_d$) и потому в ней имеет место собственная проводимость (i -проводимость).

Требуемое распределение доноров и акцепторов осуществляется с помощью специальных технологических приемов. Распределение концентраций электронов и дырок в p - n -переходе показано на рис. 31 сплошными линиями. Причина формирования именно такого хода зависимостей концентраций равновесных носителей кроется в большом различии концентраций подвижных носителей заряда в n - и p -областях. В результате этого электроны из n -области устремляются туда, где их мало, т.е. в p -область, а дырки из p -области будут диффундировать в n -область. Эти два встречных потока будут продолжаться до тех пор, пока оставляемые без подвижного заряда положительные ионы в n -области и отрицательные в p -области не создадут электрическое поле \bar{E}_k (см. рис. 31), которое затормозит процесс диффузии равновесных носителей. Это электрическое поле направлено от n -к p -области.

Одним из важных параметров p - n -перехода является высота его потенциального барьера φ_0 . Чтобы ее оценить, вспомним, что в равновесном состоянии положение уровня Ферми в n - и p -областях должно быть одинаковым (см. рис. 32). Это позволяет записать следующее равенство

$$e \cdot \varphi_0 + (F_p - E_v) = F_n - E_v.$$

Уровень Ферми в n -области перехода относительно середины запрещенной зоны E_i определяется концентрацией донорной примеси в ней:

$$F_n - E_i = kT \cdot \ln(N_d / n_i).$$

Положение уровня Ферми в p -области перехода определяется концентрацией акцепторной примеси:

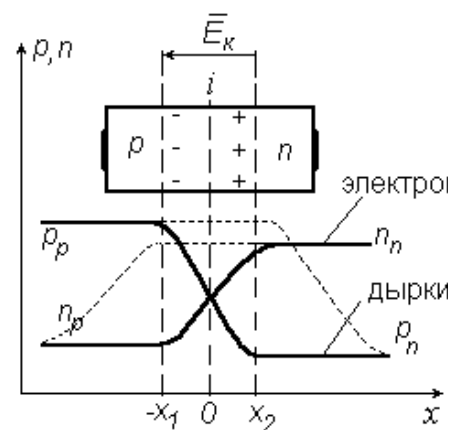


Рис. 31

$$F_p - E_i = -kT \cdot \ln(N_a / n_i).$$

Поэтому будем иметь:

$$e \cdot \varphi_0 = kT \cdot \left\{ \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right) + \ln\left(\frac{N_a}{n_i}\right) \right\} \quad \text{или}$$

$$\varphi_0 = \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right).$$

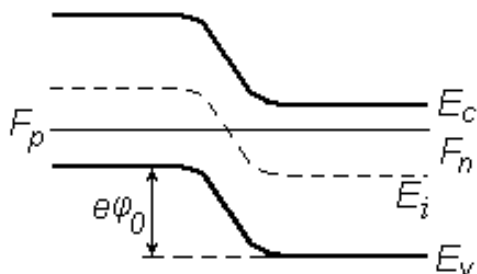


Рис. 32

Такова высота потенциального барьера между n - и p -областью в отсутствие освещения, электрического поля и других

факторов, нарушающих состояние термодинамического равновесия в полупроводнике. Она оказывается тем выше, чем выше уровень легирования областей и ниже собственная концентрация полупроводника. Величина барьера p – n -перехода не превышает ширину запрещенной зоны полупроводника, т.к. в этих условиях уровень Ферми занимает предельные положения в запрещенной зоне: в n -области совпадает с дном зоны проводимости, а в p -области – с потолком валентной зоны.

Важной характеристикой p - n -перехода является его вольт-амперная характеристика (ВАХ). Ее аналитическое выражение таково (приводится без вывода):

$$j(V) = j_s \left(\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right).$$

Данная характеристика дает экспоненциальный рост тока при приложении положительных напряжений («+» на p -области) и постоянство тока в области отрицательных напряжений: $j(V) = -j_s$, где ток j_s называется **обратным током** или **током насыщения**. Его величина определяется технологией изготовления p - n перехода, качеством исходного полупроводникового материала.

Пусть теперь к переходу приложено внешнее напряжение так, что на p -области находится «+» источника (рис. 32). Это приложенное напряжение частично компенсирует поле \bar{E}_K . В результате равновесие между диффузионным потоком носителей и током проводимости поля \bar{E}_K будет нарушено в пользу первого. В результате дырки из p -области устремятся в n -область, где они станут неосновными носителями заряда. Так как $p_p \gg p_n$, то эти дырки в n -области будут рекомбинировать с электронами. Однако вследствие конечного значения времени жизни дырок τ_p , рекомбинация произойдет не сразу, и поэтому в некоторой области за пределами перехода концентрация дырок будет больше p_n . По этим же причинам увеличится концентрация электронов в n -области, так как дополнительные электроны войдут из электрода для компенсации объемного заряда пришедших дырок: основные носители в n -области – электроны будут переходить в p -область, становясь там неосновными носителями, и постепенно рекомбинировать с основными носителями – дырками. Поэтому, слева от перехода концентрация электронов увеличивается, а также увеличивается концентрация дырок, которые войдут из левого электрода для компенсации объемного заряда электронов. Это явление получило название инжекции неосновных носителей. Распределение концентраций неосновных носителей при инжекции показано на рис. 31 штриховыми линиями. В результате приложения напряжения V указанной полярности ток через переход будет расти по экспоненте с ростом величины V .

Фотоэлектрические свойства перехода.

Вернемся вновь к вопросу о влиянии освещения на свойства полупроводников. При освещении p - n -перехода высота барьера понижается на величину, пропорциональную уровню освещения. Изменение высоты барьера на границе раздела двух типов проводимости называют **барьерной фотоэдс**. Она

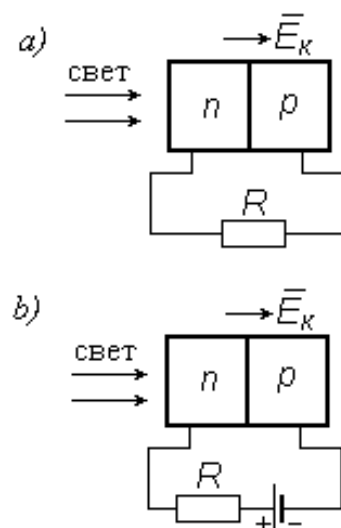


Рис. 33

возникает в том случае, когда свет генерирует носители заряда вблизи $p-n$ -перехода. Здесь следует различать две принципиально различные схемы включения освещаемого перехода. В первой из них $p-n$ -переход замкнут на внешнюю нагрузку без внешнего источника напряжения и является преобразователем световой энергии в электрическую (рис. 33, а). Такое включение реализует **фотовентильный режим** работы.

Другая схема во внешней цепи содержит источник напряжения, включенный так, чтобы на $p-n$ -переходе было запертое напряжение (рис. 33, б) – это так называемый **фотодиодный режим**. В схеме б существующий в цепи ток сильно изменяется с освещением. Поэтому изменяется падение напряжения

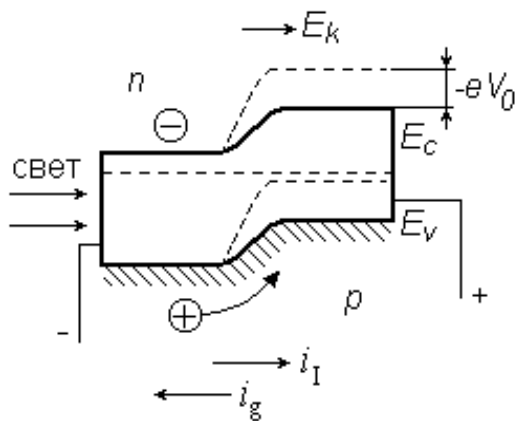


Рис. 34

на сопротивлении R . При правильном выборе напряжения источника и внешнего сопротивления величина сигнала в фотодиодном режиме может быть сделана больше, чем в фотовентильном. Величина вентильной фотоэдс на несколько порядков больше, чем эдс Дембера и объемная фотоэдс. Физическая причина ее появления заключается в том, что электрическое поле

$p-n$ -перехода разделяет фотодырки и фотоэлектроны, подошедшие к переходу. Поясним это, предположив, что сильно поглощаемое излучение падает на одну из граней кристалла, параллельную плоскости $p-n$ -перехода. Для определенности будем считать, что освещается n -область, излучение полностью поглощается в ней. Толщина этого слоя выбирается меньше длины диффузии неосновных носителей в нем (дырок). На концах прибора измеряется эдс холостого хода (см. рис. 34).

Фотоэлектроны и фотодырки в n -слое будут диффундировать в глубь слоя, и некоторая их доля, не успев прорекомбинировать, достигнет $p-n$ -перехода. Однако для основных носителей (электронов) в $p-n$ -переходе существует потенциальный барьер, и поэтому они не пройдут в p -область. Для

неосновных носителей (дырок) потенциального барьера нет, и потому все достигшие переход дырки перенесутся полем перехода в p -область. При этом они создадут фототок $j_{\phi m}$. Если g – скорость световой генерации электронно-дырочных пар в n -области, а β – их доля, дошедшая до p - n -перехода, то $j_{\phi m} = eg\beta$. Вследствие появления фототока $j_{\phi m}$ p -область будет заряжаться положительно, а n -область – отрицательно, и между n - и p -областями появится разность потенциалов – барьерная фотоэдс V^* . Снижение высоты барьера между n - и p -областями перехода на величину фотоэдс согласно ВАХ приводит к увеличению прямого темнового тока, созданного основными носителями заряда – j_{np} :

$$j_{np} = j_s \left[\exp\left(\frac{eV^*}{kT}\right) - 1 \right].$$

Он направлен обратно току $j_{\phi m}$. Его стационарное значение может быть найдено из условия равновесия, при котором полный ток через переход отсутствует: $j_{\phi m} = j_{np}$. Тогда, используя выражение для ВАХ p - n -перехода при его освещении, получим:

$$j_{\phi m} = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{eV^*}{kT}\right) - 1 \right],$$

где j_s – ток насыщения (обратный ток) p - n -перехода. Отсюда можно найти величину вентильной фотоэдс:

$$V^* = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left[1 + \frac{j_{\phi m}}{j_s} \right]. \quad (4.18)$$

Как следует из данного выражения, вентильная фотоэдс тем больше, чем меньше обратный ток перехода и выше уровень освещенности. Следовательно, для получения высокочувствительного фотодиода необходимо сильное легирование n - и p -областей p - n перехода. Согласно выражению (4.18), при малых уровнях освещения барьерная фотоэдс равна

$$V^* = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left[1 + \frac{j_{\phi m}}{j_s} \right] \approx \frac{kT}{e} \cdot \left(\frac{j_{\phi m}}{j_s} \right),$$

т.е. она прямо пропорциональна интенсивности падающего излучения:

$$j_{\phi m} = e\beta g = e\beta \alpha l_0 (1 - R) / \hbar \omega.$$

Однако рост барьерной фотоэдс с увеличением уровня освещения не беспределен. Поскольку V^* направлено обратно к φ_0 – высоте барьера, то она не может быть больше высоты барьера. Следовательно, величина фотоэдс не может превышать контактную разность потенциалов между n - и p - областями, а ее максимальная величина сопоставима с шириной запрещенной зоны ΔE_g :

$$V_{max}^* \approx \frac{\Delta E_g}{e}.$$

Так, для кремния $V_{max}^* \approx 1$ В, а для германия $V_{max}^* \approx 0.6$ В при быстродействии, определяемом временем жизни неравновесных носителей заряда в p - n - переходе. В зависимости от физико-химического состава полупроводникового материала оно колеблется в диапазоне от 10^{-3} до 10^{-6} с.

В настоящее время p - n -переход – один из наиболее широко используемых фотодатчиков, т.к. он обладает высокой чувствительностью и приемлемым быстродействием, не требует посторонних источников напряжения (как фоторезистор), технологически совместим со схемой обработки сигналов, т.е. фотоприемник на основе барьерной фотоэдс можно в одном технологическом цикле изготовить со схемой усиления фотоэдс, детектирования и т.д. на одном полупроводниковом кристалле.

4.8. Применение фотоэлектрических явлений в твердотельной электронике

Фотоэлектрические свойства полупроводников широко используются в твердотельной электронике для создания фоточувствительных датчиков – приборов, реагирующих на освещение. К таковым относят фотодиоды

различного назначения, фоторезисторы, приборы, сочетающие фотодиоды и излучатели света – оптронные пары, используемые для развязки схем и т.д. Важными параметрами фотодатчиков являются следующие: полоса пропускания, фоточувствительность, размеры фоточувствительной площадки, уровень шумового напряжения в полосе рабочих частот.

Фоточувствительность представляет собой величину выходного сигнала фотодатчика при освещении светом единичной мощности. Чем выше этот параметр, тем меньшие уровни освещения может зарегистрировать датчик. Типичным значением фоточувствительности для современных фотодиодов, используемых в режиме генераторов тока, является величина $(10^{-5} \div 10^{-6})$ В/А.

Полоса пропускания фотодатчика определяется областью частот модуляции принимаемого излучения, для которых уровень сигнала на выходе датчика уменьшается от максимального не более чем в $\sqrt{2}$. У кремниевых фотодиодов данный параметр может достигать $(10^6 \div 10^7)$ Гц.

Уровень шумового напряжения в полосе рабочих частот определяется дробовой шум обратного тока перехода и в режиме генератора тока обычно составляет величину $(10^{-5} \div 10^{-6})$ А/Гц^{1/2}.

5. ЭМИССИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

5.1. Описание излучательных процессов в полупроводниках

Термин «эмиссия излучения» означает испускание света, например, твердым телом в результате какого-либо воздействия. Излучение, связанное с рекомбинацией электронов и дырок в полупроводниках, известно с начала XX века. По своей физической сущности излучательная рекомбинация представляет собой процесс, обратный процессу фотовозбуждения, подробно рассмотренному в главе 3 данного учебного пособия. В простейшем случае эмиссия излучения возникает, когда электроны из зоны проводимости рекомбинируют с дырками, находящимися в валентной зоне. При этом рекомбинация может сопровождаться излучением высвобождающегося избытка энергии в виде кванта света (фотона), когда атом «выстреливает» частичку света, либо кванта тепла (фонона), передаваемого кристаллической решетке. В последнем случае рекомбинация заканчивается «вздрагиванием» атома, на валентную оболочку которого сел электрон из зоны проводимости. Излучение фотона создает эмиссию излучения из полупроводника.

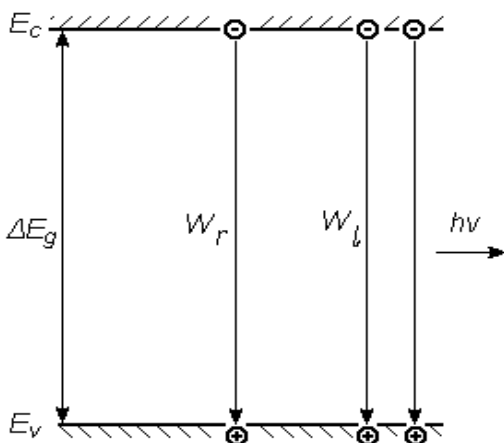


Рис.35

Аналогично может происходить излучательная рекомбинация через примесные уровни. В этом случае энергия эмитируемых фотонов будет меньше ширины запрещенной зоны и определяется энергетическим положением этого уровня в запрещенной зоне полупроводника.

Одним из основных условий наблюдения эмиссии излучения является преобладание процесса рекомбинации свободных носителей заряда над их генерацией (она может происходить за счет поглощения приповерхностными атомами фотонов, испущенных атомами объема полупроводника). Поэтому преобладание рекомбинации над генерацией может иметь место только в случае, если в зонах

имеются неравновесные носители заряда, т.е. создана неравновесная ситуация. Для того чтобы рекомбинация неравновесных носителей заряда шла преимущественно с испусканием фотона, а не фонона, необходимо, чтобы в данном полупроводнике (или, в общем случае, твердом теле) вероятность излучательной рекомбинации $W_l = 1/\tau_l$ была бы больше вероятности безызлучательной – $W_r = 1/\tau_r$ (см. рис. 35). Поэтому эффективность испускания светового излучения полупроводником зависит от соотношения времен жизни неравновесных носителей, оканчивающихся излучательным τ_l или безызлучательным τ_r переходом электрона в валентную зону.

Для численной оценки эффективности излучательной способности твердого тела вводят два параметра. Первый из них называется **внутренней квантовой эффективностью** η . Он определяет число генерируемых фотонов на прорекомбинировавшую пару «электрон-дырка», характеризует способность атомов твердого тела (полупроводника) излучать фотоны при рекомбинации электронно-дырочных пар и определяется следующим образом:

$$\eta = \frac{\frac{1}{\tau_l}}{\frac{1}{\tau_l} + \frac{1}{\tau_r}} = \frac{\tau_r}{\tau_r + \tau_l}. \quad 0 \leq \eta \leq 1.$$

Данный параметр показывает долю переходов с генерацией оптического излучения в общем числе рекомбинационных процессов неравновесных носителей заряда в объеме полупроводника.

Второй параметр, называемый **внешней квантовой эффективностью** и обозначаемый как ξ , характеризует долю сгенерированных в объеме полупроводника фотонов, вышедших из полупроводника через его поверхность. Действительно, для того чтобы наблюдать эмиссию излучения из полупроводника, необходимо, чтобы сгенерированные фотоны вышли из полупроводника – ведь распространяясь в кристалле на пути к излучающей поверхности фотоны могут быть поглощены другими атомами, находящимися в основном энергетическом состоянии. Физически этот процесс поглощения

происходит так, как это описано в главе 3, по закону Бугера-Ламберта, который для данной ситуации будет записан в виде:

$$I(0) = (1 - R) \int_0^L I(x) \exp\left(-\frac{x}{\ell_{\phi}}\right) dx,$$

где интегрирование вызвано необходимостью суммирования интенсивностей от всех атомов с длины кристалла. Здесь $I(0)$ – интенсивность вышедшего из полупроводника излучения; $I(x)$ – интенсивность излучения, сгенерированного атомами, находящимися на удалении x от излучающей поверхности в слое толщиной dx ; R – коэффициент отражения излучения от границы раздела «полупроводник – внешняя среда», L – толщина полупроводника в направлении на излучающую поверхность; ℓ_{ϕ} – длина свободного пробега фотона в полупроводнике, в которой учтены все возможные механизмы поглощения света, изложенные в главе 3. Определение внешней квантовой эффективности в упрощенной форме таково:

$$\xi = \frac{\ell_{\phi}}{\ell_{\phi} + L}. \quad 0 < \xi \leq 1$$

Следовательно, условие достижения высокого выхода светового излучения заключается в том, чтобы сгенерированные фотоны могли выйти из полупроводника, не будучи поглощенными другими атомами на пути от излучающего атома до поверхности. Для этого необходимо, чтобы длина свободного пробега фотона была больше толщины образца: $\ell_{\phi} \gg L$.

Способы возбуждения полупроводника. Эмиссия излучения может быть вызвана различными воздействиями на твердое тело. Неравновесные носители заряда можно инжектировать в однородный полупроводник путем оптического возбуждения или бомбардировкой заряженными частицами. Возникающее в результате этих операций излучение называется **фотолюминесценцией** или **катодолюминесценцией** соответственно. Возможно также создание неравновесных носителей за счет ударной ионизации в сильном электрическом поле. Этот способ возбуждения приводит к эмиссии, называемой

электролюминесценцией.

Наиболее же эффективный метод создания больших концентраций неравновесных носителей заряда в полупроводниках заключается в использовании *p-n*-перехода, включенного в прямом направлении. Именно на этом принципе основано действие полупроводниковых лазеров и светодиодов.

Другим видом эмиссии в полупроводниках является тепловое излучение. Этот излучательный процесс имеет место, когда между образцом полупроводника и окружающей средой существует разность температур. Тогда полупроводник будет излучать во всем спектре частот в соответствии со спектром черного тела. В результате установления динамического равновесия поглощения фотонов данной частоты и их излучения полупроводник будет излучать свет. Ввиду конечных размеров образца часть эмитируемого излучения выходит из кристалла и не уравнивается эквивалентным потоком, входящим в образец, если он не находится в тепловом равновесии с окружающей средой. Поэтому свойства полупроводника отличаются от свойств абсолютно черного тела, и изменение наблюдаемой излучательной способности определяется изменением коэффициента поглощения. Это утверждение справедливо независимо от природы процесса поглощения. Такую люминесценцию называют **термолюминесценцией**.

Флюоресценция – это люминесценция, которая происходит только во время действия источника возбуждения неравновесных пар. **Фосфоресценция** – это люминесценция, которая продолжается после действия возбуждения.

Определение люминесценции в общем случае таково. **Люминесценция** есть избыток излучения твердого тела над тепловым излучением, если это избыточное излучение обладает длительностью, значительно превышающей период испускаемых световых волн. Данное определение отделяет люминесценцию от теплового излучения в равновесных условиях и дает право отнести ее к разделу неравновесных явлений. Это определение выделяет люминесценцию из всех других видов неравновесного излучения, таких как отражение и рассеяние света, излучение Вавилова-Черенкова и т.д. В отличие

от перечисленных излучений, в случае люминесценции акты поглощения и испускания света разделены промежуточными процессами, что и приводит к продолжительному существованию свечения после прекращения возбуждения.

5.2. Спектр излучения твердого тела

Кроме двух параметров, с помощью которых можно численно охарактеризовать эффективность эмиссии излучения твердым телом, вышедшее излучение характеризуют зависимостями его параметров от независимых переменных. Наиболее используемая из них – зависимость интенсивности свечения от энергии изученного фотона или его длины волны, называемая **спектром излучения** твердого тела. Спектры излучения твердого тела отличаются от соответствующих спектров изолированных атомов примеси двумя основными чертами. Во-первых, излучение твердого тела обычно представляет собой набор широких полос спектра, и, во-вторых, спектр люминесценции, как правило, смещен в сторону длинных волн относительно спектра поглощения того же полупроводника. Таким образом, излучаемая энергия всегда меньше поглощаемой. Разницу между этими энергиями называют **сдвигом Франка-Кордона**. Эти особенности обязаны своим происхождением взаимодействию центра свечения с полем кристаллической решетки.

При взаимодействии центра с ближайшим окружением его потенциальная энергия складывается из энергий кулоновского взаимодействия, обменного взаимодействия и ван-дер-ваальсовского притяжения. В результате действия этих сил атомные уровни основного (1) и возбужденного (2) состояний будут смещены друг относительно друга (см. рис. 36). Таким образом, сдвиг Франка-Кордона – это смещение, обусловленное сдвигом атомов в решетке после оптического возбуждения. Физически наличие сдвига Франка-Кордона можно представлять себе так: поглощение света производится атомами, а его излу-

ние – ионами полупроводника. Ввиду их различного зарядового состояния различны и их размеры: потеряв валентный электрон, у иона размер электронного облака оказывается меньше, чем у атома того же вещества). Поскольку различны размеры атомов и ионов одного и того же вещества, то различны расстояния между атомами и ионами. Поэтому ширина запрещенной зоны полупроводника, составленного из атомов и ионов, различна, т.к. она зависит от постоянной решетки (см. рис. 5 данного учебного пособия). Если же ширины запрещенных зон для этих двух случаев различны, то и энергии

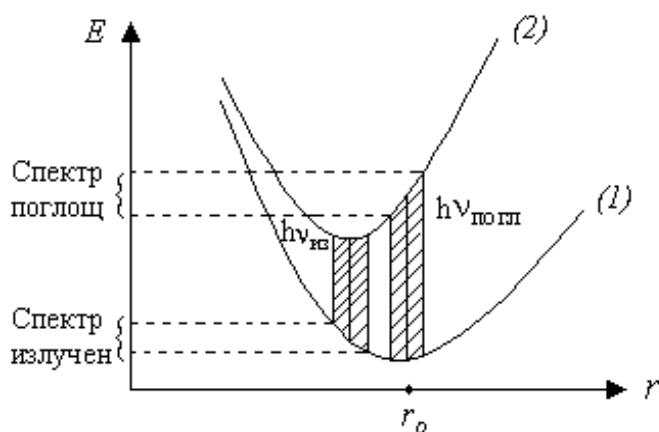


Рис. 36

фотонов, способных вызывать переходы «зона – зона», также будут различны.

Те же механизмы взаимодействия света и твердого тела, которые рассмотрены при изучении спектра поглощения оптического излучения, имеют место при рассмотрении спектра излучения. Это прямые и

непрямые переходы «зона – зона», переходы с участием экситонов, примесных состояний и т.д. Однако наиболее важными являются переходы «зона – зона».

Зависимость эмиссии от уровня легирования. Проанализируем зависимость времени излучательной рекомбинации в полупроводнике от его параметров. Для примера рассмотрим прямые переходы «зона проводимости – валентная зона» в полупроводнике, выведенном из равновесного состояния. Пусть n_i – собственная концентрация носителей. Из физических соображений следует, что скорость излучательной рекомбинации R_i в полупроводнике с произвольной концентрацией электронов пропорциональна концентрации электронов n и концентрации пустых состояний (дырок) p : чем больше электронов, тем выше скорость (есть чему рекомбинировать); но скорость рекомбинации растет и с увеличением концентрации дырок (есть с чем рекомбинировать). Чтобы упростить дальнейшие физические рассуждения и

математические выкладки, будем считать, что избытки концентраций электронов и дырок над их равновесными значениями малы. Для того чтобы математически в первом приближении описать прямо пропорциональную зависимость скорости излучательной рекомбинации R_I от n и p , необходимо взять произведение полных концентраций носителей заряда. Таким образом, в процесс излучательной рекомбинации включены не только неравновесные носители заряда Δn и Δp , но и равновесные – n_0 и p_0 . Тем самым учтено то обстоятельство, что рекомбинация неравновесной дырки возможна с равновесным электроном, а неравновесного электрона – с равновесной дыркой.

Пронормируем указанное произведение концентраций на квадрат собственной концентрации носителей заряда. Это позволит упростить физическую интерпретацию коэффициента пропорциональности в обсуждаемой зависимости. Тогда скорость излучательной рекомбинации можно записать в виде:

$$R_I = \frac{n \cdot p}{n_i^2} R_i ,$$

где R_i – скорость излучательной рекомбинации в собственном полупроводнике. Поскольку, по определению, скорость любой рекомбинации обратно пропорциональна времени жизни неравновесных носителей заряда, то из данного выражения следует, что время жизни носителей в зоне проводимости, заканчивающееся излучением фотона, уменьшается при возрастании концентраций и электронов, и дырок в соответствующих зонах.

Выразим концентрации носителей через отклонения от равновесных значений: $n = n_0 + \Delta n$, $p = p_0 + \Delta p$. Тогда скорость рекомбинации также может быть представлена как сумма скоростей в равновесии (будем ее обозначать с индексом «0») и ее отклонения (отметим ее символом Δ):

$$R_I^0 + \Delta R_I = \frac{(n_0 + \Delta n)(p_0 + \Delta p)}{n_i^2} R_i = \frac{n_0 p_0 + (n_0 + p_0) \Delta n}{n_i^2} R_i ,$$

т.к. считаем $\Delta n = \Delta p$. Поэтому имеем:

$$R_i^0 = \frac{n_0 p_0}{n_i^2} R_i, \quad \Delta R_i = \frac{(n_0 + p_0) \Delta n}{n_i^2} R_i.$$

По определению, скорость рекомбинации есть $\frac{\Delta n}{\tau_l}$ (см. гл. 3), где τ_l – время жизни электрона в зоне проводимости, заканчивающееся излучением фотона:

$$\Delta R_i = \frac{\Delta n}{\tau_l} = \frac{(n_0 + p_0) \Delta n}{n_i^2} R_i.$$

Поэтому можно записать выражение для определения времени излучательной рекомбинации как

$$\tau_l = \frac{1}{R_i} \cdot \frac{n_i^2}{n_0 + p_0} = \frac{1}{R_i} \frac{n_0 \cdot p_0}{n_0 + p_0}.$$

Для собственного полупроводника $n_0 = p_0 = n_i$, $\tau_l = \tau_l^i$ и тогда

$$\tau_l^{(i)} = \frac{n_i}{2R_i}.$$

Время излучательной рекомбинации в собственном полупроводнике τ_l^i является известным параметром для любого полупроводникового материала. Поэтому для времени излучательной рекомбинации в полупроводнике произвольного уровня легирования имеем:

$$\frac{\tau_l}{\tau_l^{(i)}} = \frac{2n_i}{n_0 + p_0}. \quad (5.1)$$

Численные значения времени излучательной рекомбинации в различных собственных (беспримесных) полупроводниках сильно отличаются друг от друга. Экспериментальные исследования показывают, что, например, для Si $\tau_l^{(i)} \approx 4,6$ часа, для Ge $\tau_l^{(i)} \approx 0,6$ с, InSb

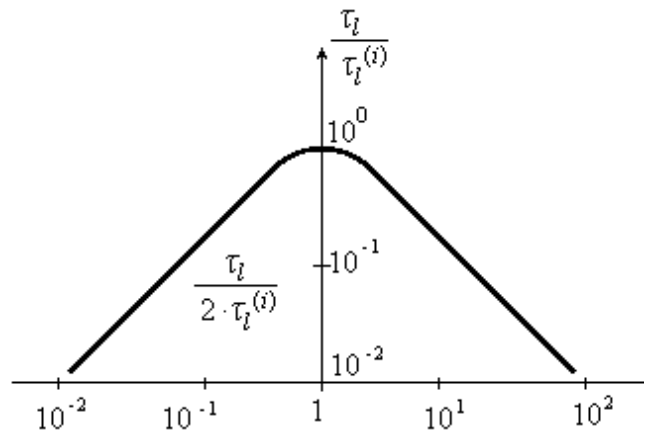


Рис. 37

$$\tau_j^{(i)} \approx 6 \cdot 10^{-7} \text{ с.}$$

Согласно выражению (5.1), зависимость времени излучательной рекомбинации «зона – зона» от концентрации носителей заряда в полупроводнике имеет вид, оказанный на рис. 37. По оси абсцисс отложено отношение концентрации электронов n_0 к концентрации дырок p_0 . Поэтому правая половина рисунка соответствует полупроводнику n -типа проводимости, а левая – p -типу. Из рисунка видно, что с увеличением концентрации основных носителей время излучательной рекомбинации быстро уменьшается по величине, а скорость излучательной рекомбинации растет. Такое поведение времени излучательной рекомбинации объясняется увеличением вероятности рекомбинации неравновесного неосновного носителя за счет роста концентрации основных носителей заряда. Дополнительные расчеты показывают, что уменьшение ширины запрещенной зоны также снижает время излучательной рекомбинации.

Таким образом, если для изготовления источника излучения использовать объемный монокристалл, то для повышения интенсивности его эмиссии излучения необходимо брать его с высокой концентрацией основных носителей и малой шириной запрещенной зоны.

5.3. Спонтанное и вынужденное и излучение атома

Для облегчения понимания условий возникновения оптического излучения в твердых телах рассмотрим процесс поглощения и излучения света в атоме. Из всей совокупности квантовых состояний, в которых может находиться атом, для простоты выберем два состояния с энергиями E_1 и E_2 . Это основное (невозбужденное) состояние и первое возбужденное (см. рис. 38). Пусть на такой атом падает излучение, имеющее спектральную плотность энергии U_ν . Невозбужденный атом, поглощая энергию излучения $h\nu$, перейдет в возбужденное состояние. При этом переходы с поглощением кванта света совершаются тем чаще, чем больше величина U_ν . Если N_1 – число атомов в

невозбужденном состоянии, а $U_\nu B_{12}$ – вероятность перехода с поглощением, то число переходов с поглощением в единицу времени в единице объема равно:

$$\partial N_{12} = B_{12} U_\nu N_1.$$

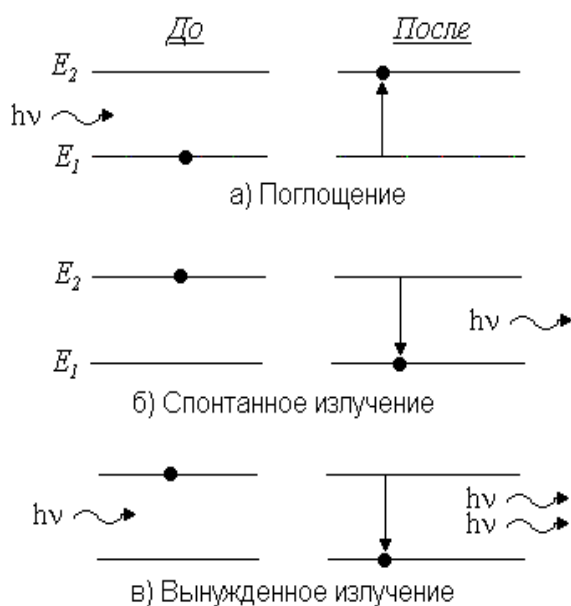


Рис.38

Спонтанное излучение. Атом, находясь в возбужденном состоянии в результате поглощения кванта света, через некоторый промежуток времени из возбужденного состояния перейдет в нижнее состояние, отдавая избыток энергии $E_2 - E_1$ в виде кванта $h\nu$. Переход с излучением может произойти произвольно, независимо от внешних воздействий. Такой переход называется **спонтанным**, а создаваемое при этом излучение носит название **спонтанного излучения**.

Спонтанные переходы являются случайными, их вероятность обозначим через A_{21} . Если N_2 – число атомов в возбужденном состоянии, то число спонтанных переходов в единицу времени:

$$dN'_{21} = A_{21} N_2 .$$

Спонтанное излучение. Атом, находясь в возбужденном состоянии в результате поглощения кванта света, через некоторый промежуток времени из возбужденного состояния перейдет в нижнее состояние, отдавая избыток энергии $E_2 - E_1$ в виде кванта $h\nu$. Переход с излучением может произойти произвольно, независимо от внешних воздействий. Такой переход называется **спонтанным**, а создаваемое при этом излучение носит название **спонтанного излучения**. Спонтанные переходы являются случайными, их вероятность обозначим через A_{21} . Если N_2 – число атомов в возбужденном состоянии, то число спонтанных переходов в единицу времени:

$$dN'_{21} = A_{21} N_2 .$$

Следовательно, уменьшение количества возбужденных атомов в результате спонтанных переходов за время dt составит величину:

$$-dN_2 = A_{21}N_2dt .$$

Интегрируя это уравнение, получим закон убывания числа возбужденных атомов со временем при спонтанных переходах:

$$N_2 = N_{20} \exp(-A_{21} \cdot t),$$

где N_{20} – число возбужденных атомов в момент $t = 0$.

Так как за каждый спонтанный переход излучается энергия $E_2 - E_1 = h\nu$, то в результате dN_{21}^t переходов в единицу времени выделяется энергия в количестве: $h\nu \cdot dN_{21}^t = h\nu \cdot A_{21} \cdot N_2$. Тогда интенсивность спонтанного излучения (энергия, испускаемая в единицу времени) равна:

$$I = h\nu \cdot A_{21} \cdot N_{20} \cdot e^{-A_{21} \cdot t} = I_0 \cdot e^{-A_{21} \cdot t},$$

где $I_0 = h\nu \cdot A_{21} \cdot N_{20}$. Так как $A_{21}N_2dt$ есть число атомов, совершивших за время dt переход 2–1, то оно определяет количество атомов, «проживших» в возбужденном состоянии в течение времени t . Поэтому продолжительность пребывания в возбужденном состоянии всех атомов, испытавших спонтанные переходы за время от 0 до ∞ , составит величину:

$$T = \int_0^{\infty} t \cdot A_{21} \cdot N_2 \cdot dt = \int_0^{\infty} N_{20} \cdot A_{21} \cdot t \cdot e^{-A_{21} \cdot t} dt = \frac{N_{20}}{A_{21}} .$$

Здесь использовано выражение для определения среднего значения по известной плотности вероятности случайного процесса. Из приведенного вычисления следует, что средняя продолжительность жизни атома в возбужденном состоянии равна

$$\tau = \frac{T}{N_{20}} = \frac{1}{A_{21}} .$$

Поэтому релаксацию интенсивности свечения можно переписать в виде:

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Таким образом, после прекращения возбуждения интенсивность спонтанного излучения во времени уменьшается по экспоненциальному закону с постоянной времени $\tau = 1/A_{21}$. Поскольку спонтанные переходы являются случайными, то спонтанное излучение имеет статистический характер, оно некогерентно, т.е. генерируются фотоны, распространяющиеся в произвольных направлениях и имеющие произвольные фазы, хотя частоты излучаемых квантов света близки. Это обусловлено тем, что в силу случайного характера акты спонтанного излучения происходят независимо друг от друга.

Вынужденное излучение. Однако возбужденный атом под действием излучения может перейти в невозбужденное состояние. Такой переход называется вынужденным, а излучение носит название **вынужденного, стимулированного** или **индуцированного**. Индуцированные переходы будут совершаться тем чаще, чем больше плотность энергии возбуждающего света U_ν . Поэтому вероятность этих переходов в единицу времени будет $U_\nu B_{21}$. Здесь B_{21} – вероятность индуцированного перехода атома с уровня 2 на уровень 1 при единичной интенсивности падающего излучения. Если N_2 – число атомов в возбужденном состоянии, то число индуцированных переходов в единицу времени в единице объема составит:

$$dN_2^{\text{II}} = U_\nu B_{21} N_2.$$

Следовательно, внешнее излучение с частотой ν вызывает не только поглощение, но и добавочное, индуцированное излучение.

Таким образом, среднее число переходов с излучением кванта света в единицу времени в единице объема определяется спонтанными и вынужденными переходами и равно:

$$dN_{21} = dN_{21}^{\text{I}} + dN_{21}^{\text{II}} = (A_{21} + U_\nu B_{21}) N_2.$$

В стационарном состоянии на основании принципа детального равновесия

числа прямых и обратных переходов в единицу времени равны. Следовательно, $dN_{21} = dN_{12}$ или $(A_{21} + U_\nu B_{21})N_2 = U_\nu B_{12}N_1$. Здесь B_{12} – вероятность перехода атома с уровня 1 на уровень 2 под действием излучения единичной интенсивности. Отсюда следует, что:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{U_\nu B_{12}}{A_{21} + U_\nu B_{21}}. \quad (5.2)$$

Поскольку равновесие имеет статистический характер, то отношение N_2 / N_1 можно выразить при помощи распределения Больцмана, согласно которому для системы, имеющей состояния с энергией E_1, E_2, \dots, E_m , вероятность пребывания в состоянии E_m равна

$$W_m = C g_m \cdot e^{-\frac{E_m}{kT}},$$

где g_m – фактор вырождения данного уровня, показывающий сколько атомов находятся в данном состоянии. Поэтому можно записать:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2 \cdot e^{-\frac{E_2}{kT}}}{g_1 \cdot e^{-\frac{E_1}{kT}}} = \frac{g_2}{g_1} \cdot e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}}. \quad (5.3)$$

Из сравнения равенств (5.2) и (5.3) следует, что:

$$\frac{U_\nu B_{12}}{A_{21} + U_\nu B_{21}} = \frac{g_2}{g_1} \cdot e^{-\frac{(E_2 - E_1)}{kT}}.$$

С учетом того, что $E_2 - E_1 = h\nu$, получим:

$$U_\nu = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12} \cdot e^{kT} - g_2 B_{21}}. \quad (5.4)$$

Для определения коэффициентов A и B используем предельное условие. При $T \rightarrow \infty$ плотность энергии U_ν должна стремиться к бесконечности (при сильном нагревании твердое тело излучает больше, чем при слабом нагреве), а это значит, что знаменатель в (5.4) стремится к нулю или $g_1 B_{12} = g_2 B_{21}$. С учетом этого выражение (6.4) переписывается в виде:

$$U_\nu = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

При $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$ в первом приближении имеем:

$$e^{\frac{h\nu}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT},$$

и тогда:

$$U_\nu = \frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} \cdot \frac{kT}{h\nu}. \quad (5.5)$$

С другой стороны, при условии $\frac{h\nu}{kT} \ll 1$ справедлива формула Релея-Джинса, по которой:

$$U_\nu = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot kT.$$

Из ее сопоставления с формулой (5.5) найдем:

$$\frac{g_2 A_{21}}{g_1 B_{12}} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu;$$

откуда следует: $A_{21} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu \cdot \frac{g_1}{g_2} B_{12}$. Окончательно имеем:

$$A_{21} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} h\nu \cdot B_{21}. \quad (5.6)$$

Таким образом, выяснилось, что все вероятности переходов атома между уровнями его энергии взаимно связаны между собой, что указывает на единый механизм атома по излучению или поглощению кванта света. При вынужденном переходе генерируется фотон, имеющий ту же частоту, направление и фазу, что и фотон, вызвавший этот переход. Поэтому генерируемое излучение называют **когерентным**.

Рассмотрим условия, при которых будет наблюдаться индуцированное излучение. Пусть мы имеем пучок параллельного монохроматического света

интенсивностью I . При прохождении слоя вещества толщиной Δx интенсивность света уменьшится на величину $-\Delta I = \alpha \cdot I \cdot \Delta x$. Это уменьшение интенсивности происходит из-за переходов с поглощением энергии в количестве $U_\nu B_{12} \cdot h\nu \cdot N_1 \Delta x$ и индуцированных переходов с излучением энергии в количестве $U_\nu B_{21} \cdot h\nu \cdot N_2 \Delta x$. В результате имеем:

$$-\Delta I = \alpha \cdot I \cdot \Delta x = (B_{12}N_1 - B_{21}N_2)U_\nu \cdot h\nu \cdot \Delta x.$$

Если учесть, что плотность излучения U_ν в параллельном пучке сечением 1 см^2 , распространяющемся со скоростью c , равна: $U_\nu = \frac{I}{c}$, то коэффициент поглощения приобретает вид:

$$\alpha = \frac{h\nu}{c} (B_{12}N_1 - B_{21}N_2) = \frac{h\nu}{c} \left(1 - \frac{g_1 N_2}{g_2 N_1}\right) B_{12} N_1.$$

Учитывая выражение (6.3), получим ($E_2 - E_1 = h\nu$):

$$\alpha = B_{12} N_1 \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}\right) \frac{h\nu}{c}, \quad (5.7)$$

Поскольку показатель экспоненты всегда отрицателен, то круглые скобки дают положительную величину. Это означает, что в случае термодинамического равновесия при любой конечной температуре суммарный коэффициент поглощения положителен, т.е. имеет место поглощение света, а индуцированные переходы лишь уменьшают его. Причина этого заключается в том, что в равновесном состоянии число невозбужденных атомов всегда больше числа возбужденных ($N_1 > N_2$). Поэтому количество переходов с уровня E_1 будет больше, чем с E_2 . Как же добиться отрицательного значения коэффициента поглощения α ? Из выражения (5.7) следует, что это возможно, если показатель экспоненты будет положителен, а для этого необходимо, чтобы абсолютное значение температуры кристалла было отрицательным: $T < 0$. Этого можно достичь следующим образом.

Из распределения Больцмана (5.3) следует, что температура тела связана с заполнением уровней энергии основного E_1 и возбужденного состояния E_2 :

$$T = -\frac{E_2 - E_1}{k \cdot \ln\left(\frac{g_1 N_2}{g_2 N_1}\right)}.$$

Поскольку $E_2 > E_1$, а в равновесии заполнение верхнего уровня всегда меньше, чем нижнего $g_1 N_2 < g_2 N_1$, то абсолютное значение температуры твердого тела T всегда положительно. Однако если выполняется условие:

$$g_1 N_2 > g_2 N_1, \text{ то } T < 0. \quad (5.8)$$

Таким образом, согласно выражению (5.8), для того чтобы создать среду с отрицательным поглощением (с усилительными свойствами), необходимо получить неравновесное состояние вещества, при котором число возбужденных атомов было бы больше числа невозбужденных. Заселенность энергетических состояний атомов, удовлетворяющих условию (5.8), носит название **инверсной заселенности**, т.е. обратной заселенности по отношению к равновесному распределению атомов по уровням энергии.

5.5. Полупроводниковые лазеры

Как следует из названия, данный тип лазеров изготавливается из полупроводникового материала и использует фундаментальные свойства полупроводников и полупроводниковых приборов. Этот тип лазеров характеризуется наибольшим коэффициентом полезного действия, малыми габаритами, простотой накачки и модуляции излучения, а также наилучшей совместимостью с сопутствующими передатчику микроэлектронными устройствами, поскольку те и другие имеют полупроводниковую основу и потому создаются в едином технологическом процессе.

Первые полупроводниковые лазеры были созданы в 1962 г. В настоящее время применяются в основном полупроводниковые лазеры с инжекционной накачкой. Для этой цели используются люминесцирующие полупроводники с прямыми переходами, обмен носителями зарядов в которых между минимумом

зоны проводимости и максимумом валентной зоны характеризуется высокой вероятностью. Иными словами, излучательная рекомбинация свободных электронов и дырок в таких материалах протекает наиболее интенсивно.

Излучение в полупроводниках, в отличие от лазеров на твердых телах с примесями активных ионов, характеризуется тем, что в процессе взаимодействия принимают участие не два энергетических уровня, а две зоны с конечным количеством уровней: зона проводимости и валентная зона.

Для работы лазера в нем необходимо создать инверсию населенности. Наиболее просто инверсию населенности получить в $p-n$ -переходе, сместив его внешним напряжением в прямом направлении. В этом случае устраняется потенциальный барьер, существовавший на границе раздела двух областей полупроводника с разными типами проводимости. В результате этого электроны из n -области (где их больше, чем дырок) диффундируют в p -область (где электронов меньше, чем дырок), а дырки – в обратном направлении. Эти два мощных потока равновесных носителей заряда встречаются в i -области, где и наблюдается наиболее интенсивная излучательная их рекомбинация, сопровождаемая выходом квантов оптического излучения с энергией, примерно равной ΔE_g (рис. 39, а и б). Излучающая область обычно очень тонкая – около 1 мкм.

Диаграмма энергетических зон инжекционного лазера показана на рис.

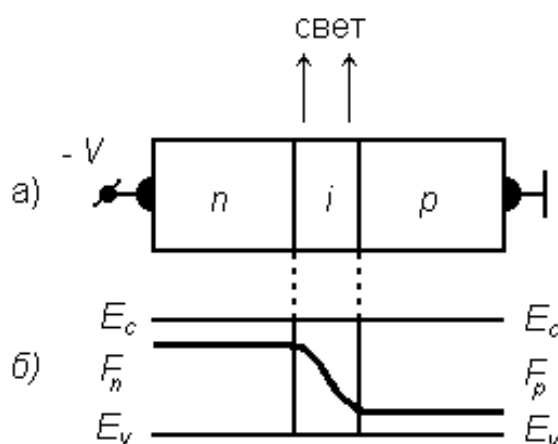


Рис. 39

39,б. У сильно легированного $p-n$ -перехода в отсутствие внешнего постоянного напряжения уровень Ферми лежит в зоне проводимости и валентной зоне. Устранив внешним напряжением внутреннее контактное поле, мы распрямляем энергетические зоны в области собственно $p-n$ -перехода. В этой ситуации заполнение электронами зоны проводимости слева превосходит ее заполнение справа от перехода. Обратная картина имеет место для дырок. Тогда электроны

могут беспрепятственно перемещаться из n -области вправо и занимать состояния валентной зоны с испусканием фотонов. Подобные переходы могут также происходить между краем зоны проводимости и акцепторным уровнем (или зоной) вблизи потолка валентной зоны. Кроме того, дырки могут переходить в n -область и рекомбинировать с электронами с испусканием фотона. При этом в тип преобладающего процесса определяется концентрацией примеси, значениями подвижностей и времен жизни неравновесных носителей заряда. Максимальное увеличение интенсивности излучения будет происходить при многократном прохождении световой волны по кристаллу в результате отражения излучения от торцов кристалла. Многократно отражаться будут лишь те лучи, которые падают на торцевые поверхности кристалла перпендикулярно. В силу этого обстоятельства излучение, вызванное индуцированными переходами, сосредоточено в пределах малого телесного угла $\Delta\Omega$. В результате возникает узконаправленный поток излучения большой интенсивности, так как яркость его возрастает в отношении $\frac{4\pi}{\Delta\Omega}$. Спонтанное

же излучение распределяется равномерно во всех направлениях в пределах телесного угла 4π . Поэтому оно уходит из кристалла через боковые поверхности, равномерно окрашивая кристалл в цвет генерируемого излучения: красный, зеленый, желтый и т.д. Индуцированное излучение не является когерентным. Оно распространяется в том же направлении и имеет ту же фазу,

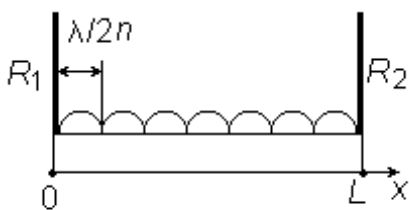


Рис. 40

что и первичное. Поэтому лазер можно рассматривать как оптический резонатор, внутри которого возникают стоячие волны. Их число должно быть кратным длине кристалла L (см. рис.40):

$$m \frac{\lambda}{2n} = L,$$

где m – любое целое число, кроме нуля; λ/n – дли на волны излучения в полупроводнике, n - его показатель преломления.

Динамика излучаемого света при росте тока через переход такова. При малых токах, текущих через p - n -переход, возникает спонтанное излучение,

распространяющееся во всех направлениях. Возрастание тока увеличивает скорость рекомбинации, что соответственно увеличивает плотность фотонов. Они в свою очередь индуцируют переходы «зона – зона», а значит, и излучательную рекомбинацию. Поскольку на максимум спектрального распределения спонтанного излучения приходится больше фотонов, на этой частоте вызывается больше переходов, чем на краях спектра. Это приводит к значительному сужению спектра излучения и, следовательно, усилению интенсивности излучения в его максимуме. Если интенсивность пика излучения растет сверхлинейно с уровнем возбуждения, то процесс называется **«сверхсвечением»**. Возникающие при сверхсвечении фотоны, так же как и при спонтанном излучении, распространяются во всех направлениях с произвольными фазами. Для создания лазера необходимо, чтобы усиление, как минимум, равнялось потерям, а излучение было когерентным. Когерентность достигается помещением источника в резонатор, обеспечивающий селективное усиление электромагнитных волн определенной частоты, на которой в резонаторе образуют стоячие волны.

Типичный характер зависимости интенсивности излучения лазера от уровня возбуждения представлен на рис. 41. Как видно из рисунка, при протекании тока через переход I ниже некоторого порогового уровня $I_{пор}$

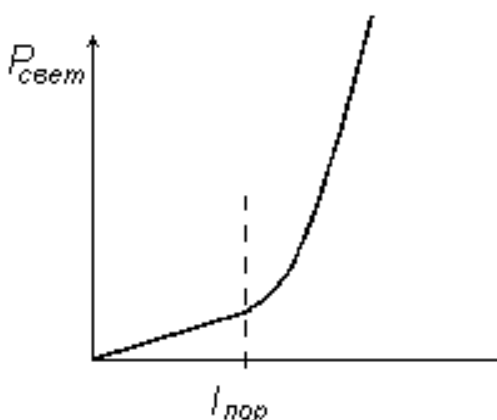


Рис. 41

излучение имеет спонтанный характер. При увеличении тока через переход интенсивность свечения также растет. Но когда достигнут порог генерации, интенсивность излучения резко возрастает и из p - n -перехода выходит когерентное излучение $P_{свет}$.

Чтобы носители заряда получили от электрического поля достаточную энергию, необходимо выполнение неравенства:

$$V_{p-n} > \frac{\Delta E_g}{q},$$

где V_{p-n} – прямое напряжение на $p-n$ -переходе.

Если на такую систему не положены дополнительные условия, то спектр ее генерации будет достаточно широким. Поэтому для получения большего коэффициента усиления применяют оптический резонатор: его зеркалами служат противоположные плоско параллельные грани полупроводникового кристалла, обработанные так, чтобы обеспечить требуемые значения коэффициентов отражения.

Определим условия возникновения светового возбуждения в кристалле, помещенном в резонатор. Пусть резонатор имеет длину L , а R_1 , R_2 – коэффициенты отражения на гранях. Если α – коэффициент поглощения лазерного излучения посторонним механизмом, то излучение, имевшее на входе в резонатор интенсивность I_0 , прошедшее через резонатор и вернувшееся в ту же точку, будет иметь интенсивность (рис.42)

$$I = I_0 \cdot R_1 R_2 \cdot \exp(2gL - 2\alpha L).$$

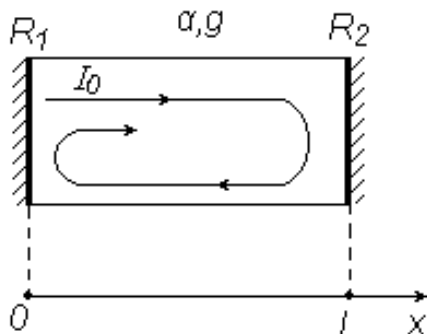


Рис. 42

Следовательно, условие возникновения лазерного эффекта, предполагающее нарастание интенсивности излучения после однократного прохождения активного вещества, заключается в превышении коэффициента усиления над коэффициентом потерь, будет

$$g > \alpha - \frac{1}{2L} \cdot \ln(R_1 \cdot R_2).$$

Излучательная рекомбинация – это малоэффективный процесс, в котором только малая часть энергии, затраченной на создание инверсии населенности, выделяется в виде лазерного излучения. Остальная часть идет на нагревание кристалла и тем самым заставляет использовать импульсный режим накачки.

Выше обсуждался лазерный эффект на переходах «зона – зона». Однако он может быть реализован на процессах с участием примесных центров либо экситонов.

5.6. Светодиоды

Инжекция неосновных носителей в $p-n$ - переходе, включенном в прямом направлении, может привести к высокой эффективности преобразования электронов и дырок в фотоны даже в отсутствии лазерного эффекта. Процесс спонтанного излучения может происходить в полупроводниках как с прямыми, так и непрямыми переходами посредством одного из механизмов излучательной рекомбинации, о которых говорили ранее. Хотя внутренняя квантовая эффективность может быть близка к

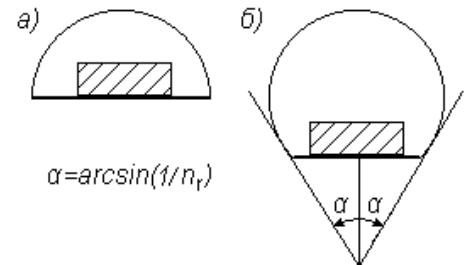


Рис. 43

единице, внешняя эффективность у источников некогерентного излучения обычно мала: из-за высокого показателя преломления полупроводника большая часть света на поверхности испытывает полное внутреннее отражение, после чего возвращается в полупроводник и там поглощается. Через излучающую поверхность проходит лишь та небольшая часть излучения, которая падает на поверхность излучения под углом, меньше, чем $\alpha = \arcsin(1/n_r)$, что, как правило, составляет угол меньше 20° . Действительно: $\sin\beta/\sin\alpha = n_r$, где β - угол падения света из вакуума на твердое тело, а α - угол преломления. Если луч света падает в полупроводнике на границу раздела под большим углом, то свет будет выходить в вакуум под углом $\beta = 90^\circ$. Это значит, что свет не выйдет в вакуум. Предельный угол падения находим из закона Снелиуса, положив $\sin\beta = 1$, что дает выражение для предельного угла: $\alpha = \arcsin(1/n_r)$.

Для расширения апертуры излучения применяют различные технические решения. Так, использование полусферы (рис. 43, а) или сферы Вейерштрасса (рис. 43, б) позволяет до нескольких раз увеличить внешнюю квантовую эффективность светодиодов. Можно также поверхность полупроводника просветлить, т.е. нанести вещество толщиной $\lambda/4$ с показателем преломления, равным $\sqrt{n_r}$. Часто для увеличения коэффициента полезного действия применяют люминофор в качестве материала линзы.

6. КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Под контактными явлениями понимаются явления, протекающие на границе раздела полупроводника с другим твердым телом: металлом, полупроводником такого же физико-химического состава или другого состава, такого же типа проводимости или другого типа. Наличие контакта материалов приводит к появлению дополнительных физических и электрических свойств по сравнению с исходными свойствами контактирующих материалов, что может быть использовано в электронном приборостроении.

6.1. Работа выхода

Если внутри полупроводника или металла имеется большое количество свободных электронов, а в окружающем их пространстве их нет, то можно ожидать, что с течением времени все электроны за счет диффузии из твердого тела перейдут в вакуум. Можно оценить время, за которое все электроны уйдут из полупроводника объемом $(1 \times 1 \times 1) \text{ см}^{-3}$:

$$t_{\text{выхода}} = \frac{L^2}{D_n},$$

где L - размер полупроводникового образца, D_n - коэффициент диффузии электронов. Если $D_n = 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$, что соответствует его типичным значениям для металлов, то это время составит 10^{-2} с . В действительности ничего подобного не происходит потому, что на границе твердого тела с вакуумом (окружающей средой) существует сила, препятствующая уходу электронов. На языке энергетической диаграммы полупроводника, описанной в главе 1 данного учебного пособия, это означает, что на границе существует потенциальный барьер, который необходимо преодолеть электрону для выхода из твердого тела. Для преодоления этого барьера электрон должен совершить работу, которая называется **работой выхода**. Она равна разности энергий покоящегося (имеющего нулевую кинетическую энергию) электрона в вакууме и в твердом теле и обозначается $\varphi_{\text{вых}}$. Рис.1 наглядно демонстрирует возникновение

потенциального барьера на границе полупроводника с вакуумом и его величину, *примерно* равную высоте ступеньки.

Рассмотрим физические причины наличия на границе твердого тела потенциального барьера. Кристалл полупроводника в целом электронейтрален. Если электрон выходит в вакуум, то электронейтральность нарушается и кристалл заряжается положительно за счет нескомпенсированного заряда оставленного иона. Значит, следующему электрону покинуть кристалл становится труднее, т.к. его удерживает положительный заряд, сформированный ранее ушедшими электронами. Чтобы этому электрону покинуть кристалл, он должен совершить еще большую работу, чем предыдущие электроны. Таким образом, после выхода из твердого тела некоторого количества электронов будет создан столь большой положительный заряд у поверхности, что дальнейший выход станет невозможен.

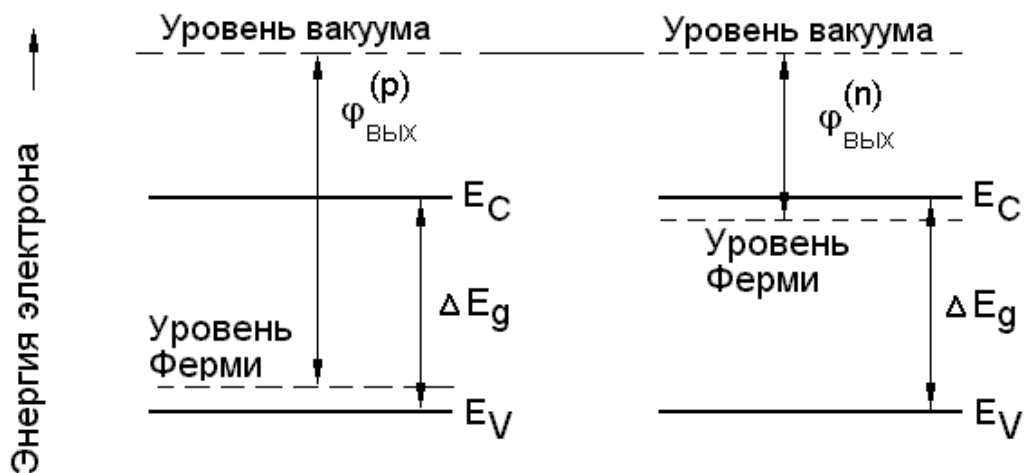


Рис. 44

Ясно, что величина работы выхода зависит от того, на каком энергетическом уровне находится электрон. Так, в полупроводнике *n*-типа электроны находятся в зоне проводимости и поэтому для перехода в вакуум им необходимо сначала «подпрыгнуть» в зоне проводимости до энергетического уровня с энергией $E = E_C + \varphi_{\text{вых}}$, например, поглотив квант света, а затем переместиться из твердого тела в окружающее пространство за счет диффузии

или действия внешних сил. В полупроводнике p - типа электроны находятся в валентной зоне. Поэтому им необходимо сообщить энергию для выхода в вакуум $E = E_V + \varphi_{\text{вых}} + \Delta E_g$, что значительно больше необходимых затрат энергии в полупроводнике n - типа.

Наличие примесных уровней в полупроводнике также способно изменить работу выхода, хотя этот эффект существенен только при высокой их концентрации.

Таким образом, в общем случае выход электронов из твердого тела в вакуум может происходить тремя путями: из зоны проводимости, из валентной зоны и с примесных уровней. При этом наименьшая работа требуется для удаления электрона из зоны проводимости. Однако выход только таких электронов будет приводить к нарушению равновесного состояния электронного газа, т.к. каждый такой электрон уносит большую долю от полной энергии всей электронной подсистемы твердого тела. Поэтому состояние термодинамического равновесия между электронами проводимости и электронами в валентной зоне, и на примесных уровнях будет восстанавливаться за счет перехода электронов в зону проводимости с примесных уровней или из валентной зоны. Такие переходы требуют совершения работы над электронами, которая частично выполняется за счет внутренней энергии кристалла, вследствие чего при восстановлении равновесия кристалл охлаждается (по этой причине металлические катоды надо нагревать).

С другой стороны, в том же полупроводнике возможен выход электронов в вакуум непосредственно из валентной зоны. В этом случае термодинамическое равновесие в электронной подсистеме полупроводника восстанавливается путем перехода в эту зону части электронов из зоны проводимости. Такие переходы сопровождаются выделением энергии величиной ΔE_g , что приводит к нагреванию кристалла. Значит, только одновременное удаление электронов с уровней, расположенных выше и ниже уровня Ферми, и в таком соотношении, чтобы их средняя энергия отвечала уровню **химического потенциала** вещества твердого тела, не приводит к

изменению его температуры и нарушению равновесия системы. Поэтому для полупроводников за работу выхода принимают расстояние от уровня Ферми E_F до уровня вакуума, хотя на самом уровне Ферми может не находиться ни одного электрона.

Из этого рассмотрения следует, что на работу выхода большое влияние должны оказывать мономолекулярные слои, адсорбированные поверхностью твердого тела. На рис. 45, а показан одноатомный слой цезия, покрывающий поверхность вольфрама. Цезий является щелочным металлом. Его внешний валентный электрон связан с ядром значительно слабее, чем валентные электроны в атоме вольфрама. Поэтому при адсорбции атом цезия отдает вольфраму свой валентный электрон и превращается в положительно заряженный ион, который индуцирует в приповерхностном слое металла (твердого тела) равный по величине отрицательный заряд. В итоге у поверхности вольфрама возникает двойной электрический слой, внешняя обкладка которого заряжена положительно. Электрическое поле двойного слоя за счет действия тянущей кулоновской силы помогает выходу электронов из

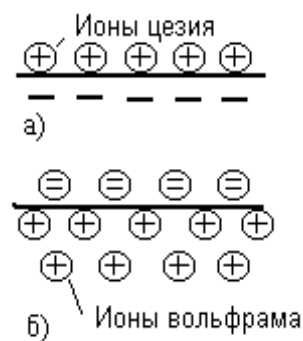


Рис. 45

вольфрама. Поэтому в присутствии слоя цезия работа выхода электронов из вольфрама уменьшается, как показывает опыт, с 4.52 до 1.36 эВ. Подобно цезию действуют одноатомные слои других электроположительных металлов - бария, тория и т.д. Понижение работы выхода под влиянием адсорбции электроположительных металлов находит широкое практическое применение при изготовлении катодов электронных ламп, фотокатодов и т.п.

Совершенно иначе действует кислород, адсорбированный поверхностью металла. Связь валентных электронов в атоме кислорода значительно сильнее, чем у металлов. Поэтому при адсорбции атом кислорода не отдает, а наоборот, получает от металла два электрона, превращаясь в дважды отрицательно заряженный ион. В результате этого верхняя обкладка двойного электрического

слоя заряжается отрицательно (рис 45, б), его электрическое поле тормозит выход электронов из металла, и работа выхода из него увеличивается.

Таким образом, величина работы выхода электрона зависит от типа проводимости полупроводника, ширины его запрещенной зоны и природы монослоя адсорбированного вещества, покрывающего эмитирующую поверхность. Эти обстоятельства открывают широкие возможности управления величиной работы выхода электронов из твердого тела.

6.2 Контакт полупроводника с металлом.

Диоды Шоттки

Рассмотрим случай, когда полупроводник контактирует с металлом. На первый взгляд кажется, что электроны из металла, где их много, устремятся в полупроводник, где их мало. Однако такое рассмотрение является сильно упрощенным и не учитывает различие в работах выхода электронов этих материалов. Рассмотренный выше вариант с переходом электронов действительно может реализоваться, если работа выхода из металла меньше чем из полупроводника n -типа. Электроны из металла переходят в полупроводник, образуя обогащенными электронами слой с малым сопротивлением. Перетекание будет происходить до тех пор, пока уровни Ферми в металле и в полупроводнике не сравняются. Такой контакт называют омическим контактом металла к полупроводнику или **антизапорным**.

Пусть теперь работа выхода из металла больше работы выхода из полупроводника. Тогда электроны будут перетекать из полупроводника в металл до тех пор, пока уровни Ферми этих материалов не выравняются и не установится состояние термодинамического равновесия между металлом и полупроводником. В результате перетекания электронов в металл между металлом и полупроводником возникает контактная разность потенциалов V_k (см. рис. 46), имеющая примерно тот же порядок, что при контакте двух метал-

лов (единицы вольт). Для получения такой разности потенциалов необходимо, чтобы из полупроводника в металл перетекло примерно такое же число электронов, как и при контакте двух металлов. Если постоянная решетки

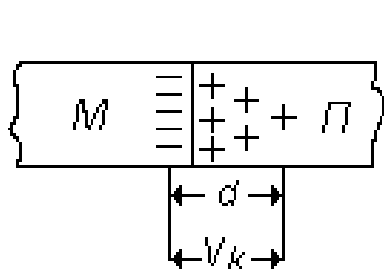


Рис. 46

полупроводника $a \approx 5 \text{ \AA}$ (германий), а концентрация электронного газа в нем $n \approx 10^{21} \text{ м}^{-3}$, то на 1 м^2 его поверхности приходится $n_s \approx 10^{14}$ электронов. Поэтому перетекание $\Delta n \approx 10^{17}$ электронов должно быть связано с “оголением” порядка 10^3 атомных слоев полупроводника. Таким образом, при контак-

те металлов с полупроводником выравнивание химических потенциалов может происходить только путем перехода на контактную поверхность металла электронов из граничного слоя полупроводника значительной толщины d (рис. 46). Ионизированные атомы примеси, остающиеся в этом слое, образуют неподвижный объемный положительный заряд. Так как этот слой практически лишен свободных электронов, а его толщина, как правило, значительно превосходит их длину свободного пробега, то он обладает очень большим омическим сопротивлением. Поэтому его называют **запорным слоем**.

Влияние контактного поля. Контактная разность потенциалов V_k , возникающая между металлом и полупроводником при их контакте, формируется на протяжении всей толщины запорного слоя d . Если постоянную решетки принять равной $a \approx 5 \text{ \AA}$, число “оголенных” слоев приконтактного слоя полупроводника $\Delta N \approx 10^3$, то для толщины запорного слоя получится значение $d \approx 5 \cdot 10^3 \text{ \AA} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. При $V_k \approx 1 \text{ В}$ напряженность контактного поля $\varepsilon_k \approx V_k / d \approx 2 \cdot 10^6 \text{ В/м}$. Это поле по величине на три порядка меньше напряженности внутреннего поля кристалла, определяющего энергетический спектр полупроводника. Поэтому контактное поле не влияет на структуру и ширину запрещенной зоны, энергию активации примесей и т.д. Его действие сводится лишь к искривлению всех энергетических уровней полупроводника,

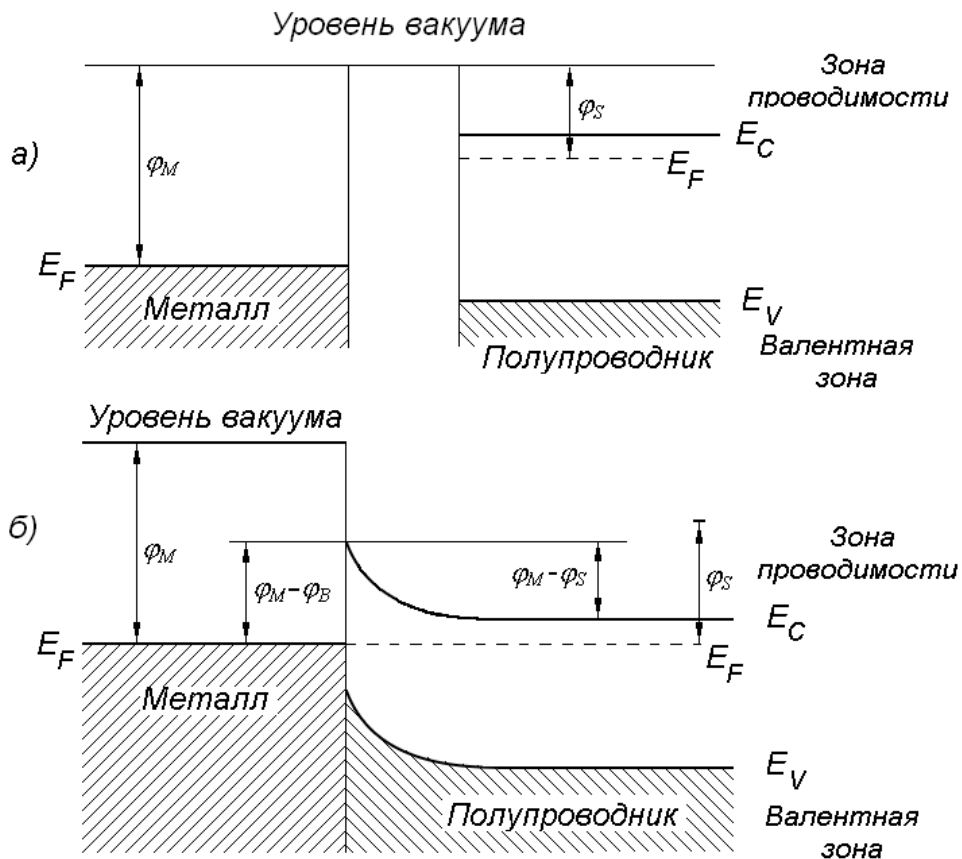


Рис. 47

как это рассматривалось в главе 1 данного пособия. На рис. 47,а показаны энергетические схемы металла и электронного полупроводника до приведения их в контакт. Работа выхода из металла ϕ_M взята больше, чем из полупроводника ϕ_S , и обе отсчитываются от уровня вакуума, показанного на рисунке верхней линией. После установления контакта и наступления равновесия в полупроводнике возникает неподвижный объемный положительный заряд на протяжении толщины запирающего слоя d (рис.47, б). При отсутствии контактного поля энергетические уровни в металле и полупроводнике изображаются горизонтальными прямыми. Этим отражается то обстоятельство, что энергия электрона, находящегося на данном уровне, например, на дне зоны проводимости, во всех точках полупроводника одна и та же, т.е. не зависит от координат электронов. При наличии контактной разности потенциалов картина меняется: в слое, в котором сосредоточено контактное поле, на электрон действует кулоновская сила, стремящаяся вытолкнуть его из

слоя. Преодоление этой силы требует совершения работы, которая переходит в потенциальную энергию электрона. Поэтому по мере перемещения электрона внутри слоя объемного заряда к металлу его потенциальная энергия увеличивается, достигая максимального значения на границе полупроводника. Это означает, что контактное поле вызывает изгиб энергетических зон полупроводника. Высоту энергетического барьера на границе металл-полупроводник, выраженную в электроновольтах $V_k = \varphi_M - \varphi_S$, называют **потенциальным барьером**. Поскольку у поверхности полупроводника находится слой, не содержащий электроны, то он обладает высоким сопротивлением.

Как можно видеть из рисунка 47, б, в случае образования запирающего слоя на контакте металл-полупроводник энергетическая диаграмма похожа на ту, что имеет место в случае $p-n$ перехода со стороны электронного полупроводника, т.е. это половинка перехода, без p -области. Значит, такой контакт способен выполнять функции $p-n$ перехода, а прибор, использующий выпрямляющие функции контакта металл-полупроводник называют **диодом Шоттки** по имени ученого, предложившего данный электронный прибор.

Наличие на границе двойного заряженного слоя указывает на возможность анализа контактных свойств диодов Шоттки с позиции его емкости. Чтобы определить эту емкость, рассчитаем величину заряда, накопленного в двойном слое.

В пределах слоя объемного заряда у поверхности полупроводника n -типа проводимости, находящегося в контакте с металлом, собран заряд, образованный неподвижными ионами. Он равен

$$Q = qN_d d.$$

Здесь N_d - концентрация легирующей (донорной) примеси, d - толщина обедненного слоя:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{qN_d} (V_k - V)}, \quad (6.1)$$

где V - напряжение, приложенное к структуре металл-полупроводник;
 $V_k = \varphi_M - \varphi_S$ - разность работ выхода из металла и из полупроводника; $\varepsilon_S, \varepsilon_0$ -
 диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума, соответственно.
 Соответствующая этому заряду удельная емкость равна:

$$C = \left| \frac{\partial Q}{\partial V} \right| = \sqrt{\frac{q\varepsilon_S\varepsilon_0 N_d}{2(V_k - V)}} = \frac{\varepsilon_S\varepsilon_0}{d}. \quad (6.2)$$

Последнее равенство в выражении (6.2) показывает, что емкость диода Шоттки можно рассматривать как емкость плоского конденсатора толщиной d , обкладками которого выступают металлический слой, с одной стороны, и объем полупроводника, с другой. Диэлектриком служит обедненный слой.

Что же дает измерение емкостных свойств диодов Шоттки? Измеряя зависимость емкости C от прикладываемого напряжения V и пересчитывая ее в зависимость $1/C^2$ от V , по ее тангенсу угла наклона можно найти концентрацию донорной примеси в полупроводнике N_d , а по точке пересечения с осью напряжений можно вычислить величину контактного напряжения V_k .

Другой важной характеристикой контакта металл-полупроводник является его вольт-амперная характеристика. Детальное рассмотрение физических процессов, сопровождающих токоперенос через контакт, приводит к следующему выражению для этой характеристики у диодов Шоттки

$$j(V) = j_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right),$$

где обратный ток контакта j_0 создается за счет термоэмиссии электронов из полупроводника в металл или из металла в полупроводник. Он равен:

$$j_0 = AT^2 \exp\left(\frac{qV_k}{kT}\right), \quad (6.3)$$

здесь $A = 120 \text{ A/cm}^2\text{K}^2$ - постоянная Ричардсона.

6.3 Полупроводниковые p - n переходы

В главе 4 данного пособия начато рассмотрение полупроводниковых p - n переходов. Однако оно ограничено только их фотоэлектрическими свойствами. Контакт двух полупроводников обладает целым рядом других свойств, перспективных для использования в твердотельной электронике. Рассмотрим их.

1. Основной характеристикой p - n перехода, определяющей качество его изготовления и возможность использования в электронных приборах, является вольт-амперная характеристика (ВАХ). Напомним, что она представляет собой зависимость омического тока j , протекающего через p - n переход, от величины постоянного напряжения V на нем. Из-за наличия потенциального барьера на границе раздела p - и n -областей перехода, данная характеристика оказывается несимметричной относительно знака прикладываемого напряжения. Так, если к n -области приложить положительный потенциал относительно потенциала p -области (случай обратных или запиорных напряжений), то высота барьера, разделяющего эти области, увеличится и, следовательно, протекание тока основных носителей через переход будет исключено. В этом случае через p - n переход протекает ток I_0 , образованный неосновными носителями заряда n - и p -областей, для которых контактное электрическое поле способствует переносу электронов из p -области в n -область и дырок из n -области в p -область.

Если же к n -области приложить отрицательный потенциал относительно потенциала p -области (случай прямых или отпирающих напряжений), то высота барьера, разделяющего эти области, уменьшится и, следовательно, через переход будет течь ток основных носителей. Учитывая больцмановский закон распределения частиц по энергиям: количество частиц, имеющих энергию выше высоты потенциального барьера, экспоненциально увеличивается с уменьшением высоты этого барьера, можно получить выражение для ВАХ p - n перехода в следующем виде:

$$I(V) = I_0 \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right), \quad (6.4)$$

где I_0 - величина обратного тока перехода. Как указывалось выше физической

причиной его появления является ток неосновных носителей, которые либо генерируются в пределах $p-n$ перехода примесными атомами и ионами (по этой причине его называют **генерационно-рекомбинационным током**), либо за счет диффузии неосновные носители заряда из n - и p -областей поставляются к переходу, где подхватываются и разделяются электрическим полем $p-n$ перехода (его называют **диффузионным током**). Величина обратного тока – важный параметр, определяющий многие электрические свойства перехода. Выражение для определения обратного тока перехода в случае диффузионного механизма поставки неосновных носителей заряда таково:

$$I_0 = \frac{kT}{q} S \frac{b\sigma_i^2}{(1+b)^2} \left(\frac{1}{\sigma_n L_p} + \frac{1}{\sigma_p L_n} \right). \quad (6.5-1)$$

Здесь S - площадь перехода; $b = \mu_n / \mu_p$ - отношение подвижностей электронов и дырок; σ_i – собственная электропроводность материала полупроводника; σ_n, σ_p - удельная электропроводность n - и p – областей $p-n$ перехода; L_n, L_p – диффузионная длина электронов и дырок соответственно.

При генерационно-рекомбинационном механизме формирования обратного тока выражение для его определения имеет вид

$$I_0 = \frac{kT}{q} S \frac{n_i}{\tau_{p-n}} W. \quad (6.5-2)$$

Здесь n_i - концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике, W - ширина $p-n$ перехода, τ_{p-n} - время генерации-рекомбинации носителей заряда глубокой примесью в области перехода.

2. Другим важным параметром, характеризующим качество перехода, является его дифференциальное сопротивление, обозначаемое как R_d . Физически оно представляет собой сопротивление элемента, оказываемое им протеканию слабого переменного тока. Учитывая то, что слабое переменное напряжение используется в радиоэлектронных цепях в качестве сигнального, введение дифференциального сопротивления оказывается во

многих случаях доминирующим для оценки возможностей использования данного элемента в той или иной электрической цепи. Математическое определение дифференциального сопротивления элемента, находящегося при постоянном напряжении $V = V_0$, таково

$$R_d = \left(\frac{\partial U}{\partial I} \right)_{V=V_0}. \quad (6.6)$$

Для случая, когда к переходу приложено постоянное напряжение $V = V_0$,

$$R_d(V_0) \approx \frac{kT}{qI_0} \cdot \exp\left(-\frac{qV_0}{kT}\right). \quad (6.7)$$

Из данного выражения следует, что величина дифференциального сопротивления резко уменьшается в области прямых смещений (положительных напряжений, открывающих переход). Оно максимально в точке $V = 0$ В. В области же обратных смещений данное выражение недействительно ввиду того, что исходное выражение для ВАХ $p-n$ перехода не дает экспоненциальной зависимости тока в этой области напряжений. Поэтому для запирающих напряжений дифференциальное сопротивление обычно вычисляется по (6.7), когда $V_0 = 0$:

$$R_d = \frac{kT}{qI_0}. \quad (6.8)$$

Таким образом, величина дифференциального сопротивления $p-n$ перехода при выбранном значении постоянного напряжения на нем V_0 определяется в первую очередь значением обратного тока, а также величиной приложенного к переходу постоянного напряжения.

3. Следующим важным параметром, характеризующим электрические свойства $p-n$ перехода, является его дифференциальная емкость C . Физически эта емкость образована n - и p - областями (их можно рассматривать как обкладки плоского конденсатора), разделенными i -слоем толщиной W , в котором проводимость равна собственной (его можно рассматривать как слой диэлектрика между обкладками конденсатора). Эта емкость называется **барьерной**. Величина барьерной емкости единичной площади при прямом и

обратном напряжении на p - n переходе V определяется концентрациями донорной N_d и акцепторной N_a примесями в n - и p - областях соответственно, высотой потенциального барьера на границе раздела областей разного типа проводимости $\varphi_0 = V_k/q$

$$C = \frac{\varepsilon \cdot \varepsilon_0}{W} = \sqrt{\frac{q\varepsilon\varepsilon_0}{2(\varphi_0 - V)} \cdot \frac{N_d N_a}{N_d + N_a}}. \quad (6.9)$$

Здесь разность потенциалов между n - и p -областями перехода определяет высоту потенциального барьера между областями перехода и вычисляется следующим образом:

$$\varphi_0 = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_d N_a}{n_i^2} \right).$$

Заметим, что если в диоде Шоттки высота барьера на контакте определяется только разностью работ выхода из полупроводника и металла, то в p - n переходе высота барьера регулируется изменением уровней легирования n - и p -областей.

4. Как и всякий электронный прибор, в котором имеется перенос носителей заряда через область их регистрации, p - n переход должен обладать некоторой инерционностью по отношению к внешнему воздействию. Это означает, что при подаче на него переменного тока $i_{мест}$ заданной частоты p - n переход может не успевать следовать за его изменениями во времени, если частота напряжения превышает некоторый характеристический параметр, определяемый параметрами p - n перехода, или успевать, если частота внешнего воздействия мала. Этим характеристическим параметром является **время перезарядки емкости** C через дифференциальное сопротивление R_d . Частота, на которой амплитуда синусоидального напряжения на переходе уменьшается в указанное число раз, называется **частотой среза** - $\omega_{ср} = 2\pi \cdot f_{ср}$. Из найденного значения частоты среза определяют время релаксации заряда в переходе (в системе СИ):

$$\tau_{p-n} = \frac{1}{f_{ср}}. \quad (6.10)$$

С другой стороны, поскольку перезарядка емкости C $p-n$ перехода физически осуществляется через его дифференциальное сопротивление R_d , то время перезарядки может быть найдено из выражения:

$$\tau_{p-n} = C \times R_d. \quad (6.11)$$

Следовательно, если известны значения емкости и дифференциального сопротивления перехода, то можно вычислить время перезарядки и сравнить его с экспериментально найденным значением времени релаксации перехода.

С физической точки зрения время релаксации перехода равно времени жизни неравновесных носителей заряда в $p-n$ переходе. По его величине можно определить, например, инерционность фотоприемного устройства на основе барьерной фотоэдс $p-n$ перехода.

5. Величина барьерной фотоэдс $p-n$ перехода на низкой частоте при напряжении на переходе $V_0 \leq 0$ определяется следующим выражением:

$$U_{p-n} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{i_{\phi m}}{I_0} \right) \approx \frac{kT}{q \cdot I_0} \cdot i_{\phi m}, \quad (6.12)$$

где предполагается, что $I_0 \gg i_{\phi m}$; $i_{\phi m} = q\eta \cdot (1-R) \frac{P_{пад}}{\hbar\omega}$ - фототок, т.е. ток, образованный неравновесными носителями заряда при 100%-ном поглощении в полупроводнике оптической мощности $(1-R) \cdot P_{пад}$. Здесь $P_{пад}$ - мощность оптического излучения, падающая на полупроводник, R - коэффициент отражения света от поверхности полупроводника.

6.4. Биполярный транзистор

Для понимания принципа работы биполярного транзистора рассмотрим вольт-амперную характеристику $p-n$ перехода:

$$j(V) = j_s \left(\exp \left(\frac{qV}{kT} \right) - 1 \right). \quad (6.13)$$

Выражение (6.13) показывает, что если сместить переход в прямом направлении ($V > 0$), то с ростом напряжения ток через переход будет расти по экспоненциальному закону. В этой зависимости кроется механизм усиления

электрических сигналов: если к включенному в прямом направлении переходу приложить слабое переменное напряжение (сигнал) U , то в протекающем через переход токе переменная составляющая будет расти с ростом напряжения по экспоненциальному закону

$$j(U) \approx J_s \cdot \exp\left(\frac{q(V+U)}{kT}\right) \approx \left(J_s \cdot \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\right) \cdot \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) = J_{пост} \cdot \exp\left(\frac{qU}{kT}\right).$$

Если величина переменного напряжения $U < kT/q$, то

$$J(U) \approx J_{пост} \left[1 + \frac{qU}{kT}\right] \propto J_{пост} \cdot \frac{qU}{kT}$$

Таким образом, возможный коэффициент усиления напряжения в ток $p-n$ перехода равен

$$K = \frac{J(U)}{U} = \frac{qJ_{пост}}{kT} = \frac{qJ_s}{kT} \cdot \exp\left(\frac{qV}{kT}\right). \quad (6.14)$$

Из выражения (6.14) следует, что коэффициент усиления тем больше, чем больше постоянный ток, текущий через переход. Его зависимость от постоянного напряжения смещения позволяет легко управлять величиной коэффициента усиления.

Однако предложенный способ усиления переменного напряжения содержит один существенный недостаток: в прямом направлении $p-n$ переход имеет очень малое сопротивление – доли ома. Поэтому напрямую передать усиленный сигнал на следующий каскад без потерь невозможно из-за рассогласования выходного сопротивления усилителя в доли ома с входным сопротивлением следующего за ним каскада, обычно составляющим сотни ом. Поэтому наряду с усилением в структуре данного усилительного устройства необходимо устройство, повышающее выходное сопротивление до килоом и выше. Указанную проблему решают, включая последовательно с усиливающим переходом другой $p-n$ переход, но включенный в обратном направлении. Эти переходы электрически связывают между собой за счет того, что n -слой обоих переходов делается общим и малой толщины: меньше диффузионной длины для неосновных носителей. В результате образуется структура типа $p-n-p$, в

которой основные носители заряда для прямо смещенного перехода $p-n$ подхватываются запиорным полем обратно смещенного перехода $n-p$ и передаются во внешнюю цепь усилительного устройства через большое сопротивление обратно смещенного перехода. Такой прибор назван **биполярным транзистором**, что отражает участие в его работе носителей обоих знаков. В нем общая для обоих переходов область (n - область в структуре $p-n-p$ или p -область в $n-p-n$) называют **базой (Б)**, вторую область прямо смещенного перехода - **эмиттером (Э)**, а вторую область обратно смещенного перехода - **коллектором (К)**. На рис. 48 показана структура биполярного транзистора типа $n-p-n$ и $p-n-p$. Здесь же обозначены контакты к различным областям транзистора, а также токи, протекающие через эти области.

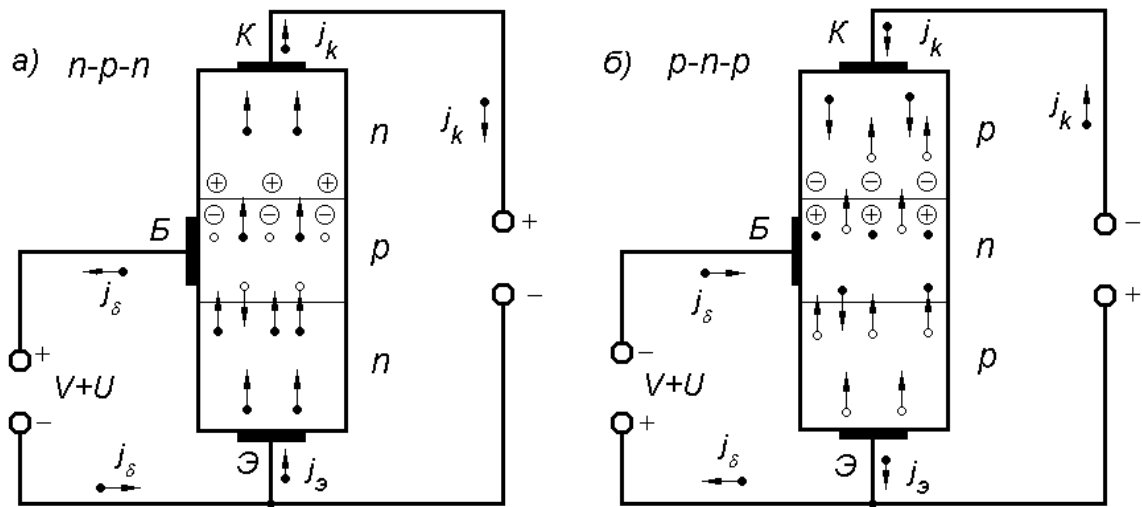


Рис. 48

6.5. Полупроводниковые тиристоры

Что произойдет, если последовательно включить не два, как в биполярном транзисторе, а три $p-n$ - перехода? Оказывается, что в этом случае получится новый электронный прибор, который называется **диодный тиристор** или **динистор**.

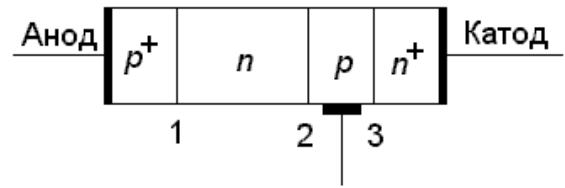


Рис.49

Тиристор – это электронный ключ. Его сопротивление изменяется скачком при подаче напряжения смещения на управляющий электрод, превышающего критическое значение. Схематически тиристор показан на рис. 49. В нем два крайних перехода (переходы 1 и 3) включены в прямом, а средний (2) – в обратном направлении.

Иными словами переходы 1 и 3 работают как эмиттеры, а переход 2 – как коллектор. Пока разность потенциалов на тиристоре мала сопротивление перехода 2 велико, а ток через коллектор I_k создается основными носителями

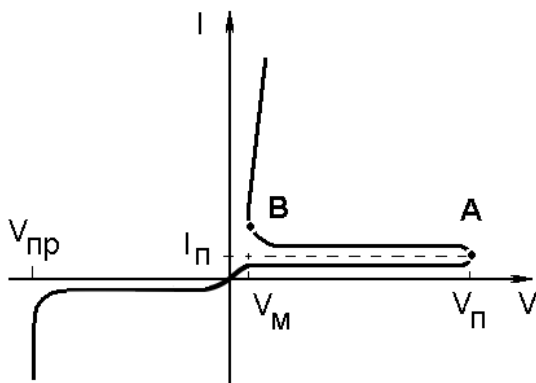


Рис.50

из прилегающих переходов 1 и 3. При увеличении обратного смещения диффузионный ток через переход 2 резко уменьшается из-за увеличения высоты барьера. Однако одновременно снижается высота барьера на переходах 1 и 3 и возникает инжекция неосновных носителей заряда в области 2 и 3. В результате ток неосновных носителей через переход 1 будет складываться из трех

токов: $I = \alpha_1 I + \alpha_3 I + I_k$. Здесь α_1, α_3 - коэффициенты передачи тока, относящиеся к переходам 1 и 3. Решив это уравнение относительно I , получим:

$$I = \frac{I_k}{1 - (\alpha_1 + \alpha_3)}. \quad (6.15)$$

Проанализируем его. При слабом влиянии инжекции (α_1, α_3 - малы) ток через переход 2 равен I_k . При увеличении напряжения на тиристоре инжекция носителей заряда усиливается, т.е. коэффициенты α_1, α_3 увеличиваются. Тогда знаменатель выражения (6.16) уменьшается, и через коллектор тиристора растет. При $\alpha_1 + \alpha_3 = 1$ ток должен стать очень большим, но его ограничивает сопротивление нагрузки тиристора. Это означает, что происходит перераспределение падения напряжения между тиристором нагрузкой в пользу последней. При этом разность потенциалов на тиристоре резко падает. На рис.50 приведена вольтамперная характеристика тиристора. Здесь область малых напряжений на тиристоре соответствует $V < V_{\Gamma}$. При превышении V напряжения переключения ($V > V_{\Gamma}$) рабочая точка тиристора переходит из точки **A** вольтамперной характеристики в точку **B**. Выключение тиристора (переход из проводящего состояния **B** в высокоомное состояние **A**) осуществляется подачей на анод импульса обратного напряжения.

Таким образом, когда тиристор находится во включенном состоянии, все три его перехода смещены в прямом (пропускном) направлении. При подаче на анод отрицательного напряжения переходы 1 и 3 оказываются смещеными в запиорном направлении, а переход 2 – в пропускном. При такой полярности сопротивление тиристора велико. Если обратное напряжение достигает значения $V_{\Gamma p}$, то наблюдается резкое возрастание обратного тока, что связано с развитием лавинного размножения в первом переходе либо с необратимым разрушением 1 и 2 переходов.

6.6. Полупроводниковые гетеропереходы

В общем случае гетеропереход определяется как граница раздела двух различных веществ. В физике полупроводников обычно используется частный вид гетероперехода – переход между различными монокристаллическими полупроводниковыми материалами. Такие переходы классифицируют как **резкие** и **плавные** в зависимости от того, на каком расстоянии от границы

раздела происходит переход от одного материала к другому. В первом случае переход осуществляется в пределах нескольких межатомных расстояний (менее 1 мкм), а во втором – размеры перехода имеют порядок нескольких диффузионных длин. Другая классификация, которая часто используется в литературе, делит гетеропереходы по типу проводимости на каждой стороне перехода. Если оба полупроводника имеют один тип проводимости, то переход называется **изотипным гетеропереходом**, а в противном случае – **анизотипным**. Принцип их формирования и функционирования примерно одинаков и потому далее рассмотрим только резкие анизотипные гетеропереходы.

Резкие анизотипные гетеропереходы являются устройствами, принцип работы которых основан на перемещении неосновных носителей заряда. В целом основные свойства и черты механизмов их формирования у

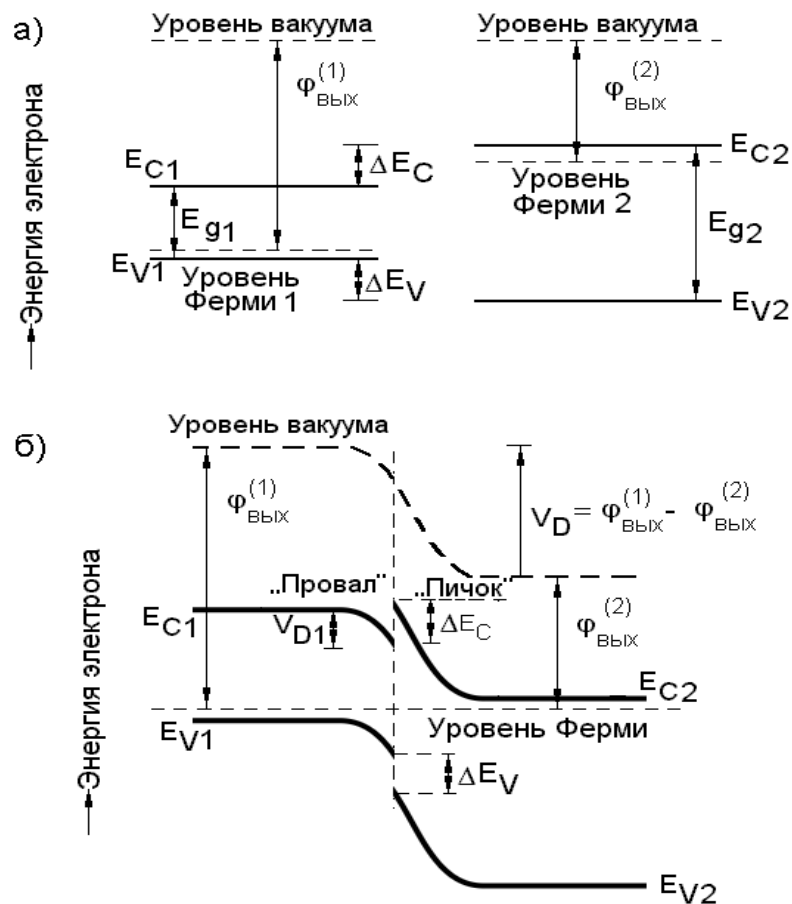


Рис.51

гетеропереходов сходны с аналогичными для обычных $p-n$ переходов, но имеются и принципиальные особенности. Из-за принципиальных особенностей структуры гетероперехода и его энергетической диаграммы, физические свойства гетеропереходов до настоящего времени в полной мере не объяснены. Особенно большие изменения касаются механизмов токопротекания носителей заряда через область гетероперехода, а также его генерационно-рекомбинационных свойств. На рис. 51 показана энергетическая диаграмма $p-n$ гетероперехода до приведения материалов в контакт (рис. 51, а) и после приведения (рис. 51, б). Используемые на этом рисунке обозначения являются типичными. Из-за различий в величинах запрещенных зон соединяемых полупроводников энергетическая диаграмма содержит «пичок» и «провал». Эти особенности энергетической диаграммы определяют особенности токопротекания в гетеропереходе. Другая физическая особенность его структуры заключается в наличии на границе раздела деструктурированного переходного слоя, который из-за большого количества структурных дефектов может стать аморфизированным. По этим причинам его электрические свойства резко отличаются от свойств кристаллических твердых тел, проявляя черты аморфного тела: скачкообразного изменения электропроводности в электрическом поле, появление хвостов электронных состояний и т.д.

Разработано несколько моделей, объясняющих электрические свойства гетеропереходов. В часто используемой **диффузионной модели** пренебрегается наличием на границе раздела диполей и дополнительных электронных состояний и предполагается, что ток неосновных носителей заряда переходов определяется диффузионным механизмом поставки неосновных носителей заряда. Диффузионный же ток в гетеропереходе, с энергетической диаграммой подобной приведенной на рис. 51, полностью определяется электронами, так как барьер для электронов значительно меньше, чем для дырок. Это предположение упрощает рассмотрение физических процессов при воздействии на гетеропереход электрических и световых полей.

Варьируя типы и материалы контактирующих полупроводников в

гетеропереходе, можно получать большое разнообразие полупроводниковых приборов с широким набором электрических свойств и тем самым решать многие задачи электронного приборостроения.

6.7. Применение контактных свойств в твердотельной электронике

В современной твердотельной электронике практически все базовые элементы используют в своей работе свойства контакта полупроводника с металлом или другим полупроводником, причем в последнем случае контактирующий полупроводник может иметь как другой тип проводимости, так и другой физико-химический состав.

1. Наиболее известный представитель полупроводникового прибора на основе контактных явлений – обычный $p-n$ переход (гомопереход). Фактически принцип его работы положен в основу большинства современных приборов твердотельной электроники. Они широко используются для детектирования сигналов, для создания фотоприемных устройств и солнечных элементов, электронных коммутирующих устройств и т.д.

2. Другой разновидностью диода является диод Шоттки, представляющий собой контакт металл-полупроводник с запирающим слоем на границе раздела. Основное отличие этих диодов от $p-n$ перехода заключается в том, что в диодах Шоттки не происходит накопления и перераспределения неосновных носителей заряда – они уносятся контактным полем в металл. Поэтому диоды Шоттки обладают более высоким быстродействием, чем диоды на основе переходов, т.к. накопление заряда – процесс инерционный. По этой причине диоды Шоттки находят применение в высокочастотных приборах: СВЧ - генераторах, СВЧ –детекторах и т.д.

3. Биполярные транзисторы являются одними из основных усилительными элементами в современной микро – и оптоэлектронике. Современные микросхемы содержат до нескольких сотен тысяч транзисторов в планарном исполнении. Без них немислимо состояние современного приборостроения:

биполярные транзисторы лежат в основе всех цифровых и ряда оптоэлектронных устройств, датчиков различного назначения.

4. О применении тиристоров в твердотельной электронике можно сказать следующее. Время переключения тиристора из низкоомного состояния в высокоомное (при прямом смещении) определяется временем, в течение которого исчезает избыточный заряд дырок (в основном за счет рекомбинации) в широкой n - области. Поскольку темп рекомбинации дырок определяется их временем жизни, то оно обычно составляет 10^{-5} с. Время включения тиристора составляет величину 10^{-6} с. Таким образом, тиристор является быстродействующим электронным ключом. В настоящее время созданы тиристоры, которые могут работать при токах до нескольких тысяч ампер, напряжении на аноде-катоде до 10 000 В и частоте до 10^5 Гц. И интерес представляют тиристоры, управляемые светом (фототиристоры). Эта модификация приборов может переключаться в состояние с высокой проводимостью под действием светового излучения. Тиристоры обеспечивают полную электрическую развязку цепей управления и мощной нагрузки за счет подачи управляющего светового потока по волоконно-оптическому кабелю.

5. Благодаря разнообразию электрических и оптических свойств гетеропереходы постепенно вытесняют гомопереходы в отдельных приборах таких как лазеры, светодиоды, фотоприемники, датчики упругих напряжений и т.д. Для ряда приложений продолжают использовать гомопереходы из-за более высоких значений ряда эксплуатационных параметров по сравнению с параметрами аналогичных гетеропереходов. Интересно применение гетеропереходов при создании инфракрасных фотоприемных устройств, в которых одна из областей перехода имеет малую ширину запрещенной зоны, а другая – большую, например, как в кремнии. Свет поглощается узкозонным материалом, а широкозонный используется для создания схемы обработки фототока. Гетеропереходы перспективны для изготовления электролюминесцентных диодов, инжекционных лазеров, способных работать в широком диапазоне длин волн за счет выбора материала.

7. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

7.1. Общие свойства поверхности полупроводников

Стратегическим направлением развития электронной техники является миниатюризация ее элементов и приборов, повышение их быстродействия. В обеспечение этого направления в конце 60-тых годов XX века была разработана новая технология изготовления полупроводниковых приборов – планарная технология. Основным ее преимуществом перед существовавшими тогда технологиями являлось изготовление приборов на поверхности полупроводниковой пластины. Принцип работы планарных приборов основывался на электронных процессах, протекающих в приповерхностном слое полупроводника при приложении к нему электрических полей различной формы: постоянного, переменного или импульсного. Таким способом оптимально решались две задачи: во-первых, нанесением на поверхность диэлектрического слоя малой толщины осуществлялась ее защита (пассивация) от случайных внешних воздействий, что резко повышало стабильность прибора и срок его службы; во-вторых, через диэлектрик прикладывалось электрическое поле, что исключало токи проводимости и снижало энергетические затраты на работу электронного планарного устройства. Диэлектрик также служил химической защитой при проведении фотолитографических операций по изготовлению микросхемы.

В этой связи дальнейший прогресс в развитии твердотельной электроники был связан с изучением электронных свойств приповерхностных слоев полупроводников, свойств межфазных границ типа «диэлектрик – полупроводник», «толстый диэлектрик-туннельный диэлектрик - полупроводник».

Поверхностные состояния. Что же отличает электронные свойства приповерхностных слоев от свойств полупроводника в его объеме? Прежде всего, поверхность представляет собой один большой структурный дефект, т.к. на ней решетка обрывается и потому имеются нескомпенсированные (незамкнутые) связи атомов. Эти разорванные ковалентные связи способны

захватить по два электрона, но т.к. у внешних атомов соседей нет, то эти электроны захватываются из валентной зоны или зоны проводимости полупроводника. В результате у электронов появляется возможность кроме разрешенных зон энергии занять эти разрешенные уровни энергии, которые ввиду их местоположения называют **поверхностными состояниями Тамма**. Концентрация поверхностных состояний Тамма предельно велика и достигает $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-2}$.

Однако этими состояниями не исчерпываются все возможные варианты с состояниями, связанными с особым статусом поверхности. Выделяют еще **поверхностные состояния Шокли**, которые вызваны изменениями в точечной симметрии приповерхностного слоя, за счет замыкания ковалентных связей соседних атомов друг на друга и т.д. Имеется и другие поверхностные состояния, вызванные образованием на поверхности особых структурных дефектов: частичных и полных дислокаций, кластеров и преципитатов, а также загрязнением химическими веществами, использованными в технологии обработки поверхности полупроводника и при нанесении диэлектрика.

Наличие на поверхности полупроводника потенциального барьера для электронов и дырок, а также дополнительных состояний энергии для них приводят к появлению вблизи поверхности полупроводника новых свойств, которые с успехом используются в электронном приборостроении.

7.2. Энергетическое состояние поверхности в электрическом поле

Особые электрические свойства приповерхностных слоев полупроводников исследуют с помощью структуры металл – диэлектрик – полупроводник (МДП). Необходимость диэлектрического слоя вызвана потребностью создания вблизи поверхности электрического поля без появления омического тока, а металлический электрод задает размеры области воздействия поля. Схематически вид МДП-структуры показан на рис. 54. Здесь d - толщина диэлектрика, V - прикладываемое к структуре напряжение.

Энергетическая диаграмма МДП-структуры при отсутствии внешнего напряжения V по казана на рис. 55. Здесь в левой части дана энергетическая диа-

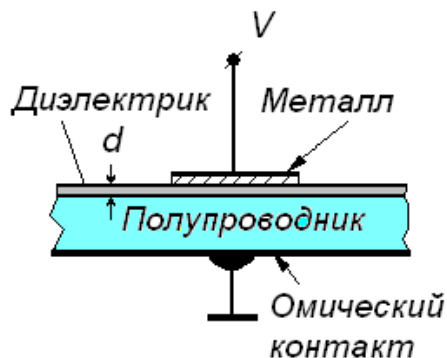


Рис.54

грамма металла, из которого изготовлен полевой электрод МДП-структуры. Далее следует энергетическая диаграмма диэлектрика, использованного изоляции поверхности полупроводника от металлического электрода. Правая же часть рис. 55 отображает энергетическую диаграмму полупроводника. Используемые на рисунке

обозначения таковы: E_C , E_V - энергии дна

зоны проводимости и потолка валентной зоны полупроводника; E_F - энер-

гия уровня Ферми, который в равновесных

условиях имеет одинаковое значение во

всех трех слоях МДП-структуры, и для

определенности рассматривается полупро-

водник p - типа; E_i - энергия середины

запрещенной зоны полупроводника.

Энергия электрона, эмитированного из

полупроводника (диэлектрика) в вакуум с

нулевой кинетической энергией, отмечена

рисунке как «уровень вакуума». Работа вы-

хода электронов из металла обозначена как ϕ_m , сродство к электрону материала

полупроводника - χ . Вводится понятие объемного потенциала полупроводника

ϕ_b , определяемого как

$$\phi_b = \frac{E_i - E_F}{q}.$$

Фактически он характеризует уровень легирования полупроводника акцепторной примесью (ее уровень на рисунке не показан).

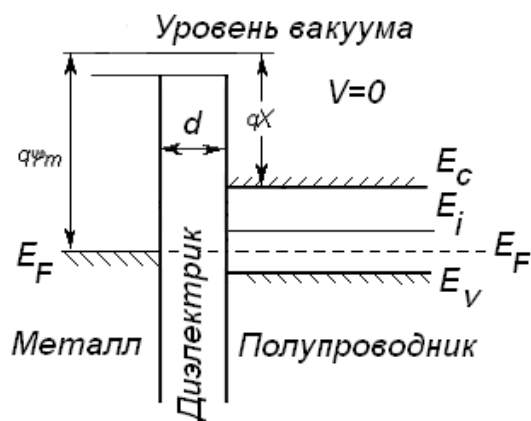


Рис.55

Если к полевому электроду приложить постоянное электрическое напряжение, то ввиду отсутствия омического тока через диэлектрик в приповерхностном слое полупроводника будет действовать электрическое поле. Оно локализовано в тонком приповерхностном слое (обычно меньше 10^{-6} м) и, следовательно, искажает энергетическую диаграмму приповерхностного слоя

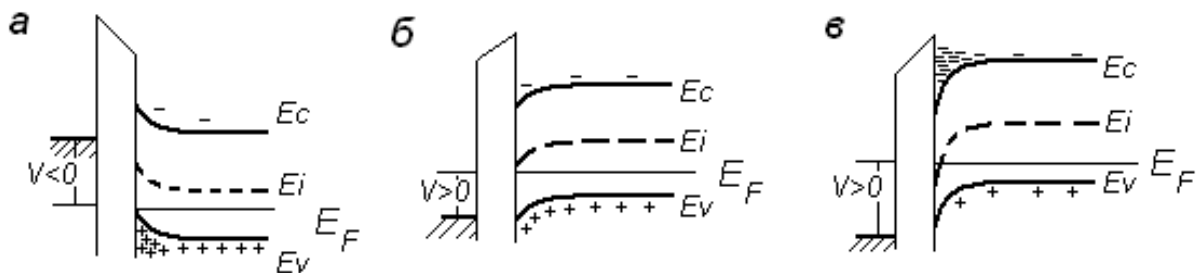


Рис.56

полупроводника, изгибая энергетические зоны в области локализации поля. Электрическое поле приповерхностного слоя полупроводника вызовет дрейф свободных электронов и дырок к поверхности одних и объем – других в зависимости от знака приложенного напряжения. Так, если основу МДП-структуры составляет дырочный полупроводник, то при приложении к металлическому электроду (его называют «**полевым**») электроду отрицательного напряжения $V < 0$ на границе раздела «полупроводник-диэлектрик» будут скапливаться дырки. Такой режим называют **режимом обогащения**, т.к. приповерхностный слой полупроводника обогащен основными носителями (см. рис.56, а). Если к полевому электроду приложено малое положительное напряжение $V > 0$, то от поверхности уходят дырки. Этот режим называют **режимом обеднения**, т.к. поверхность обеднена основными носителями (рис.56, б). В этом режиме экранировка внешнего электрического поля осуществляется неподвижными ионами донорной примеси. Толщина слоя экранирующих ионов в полупроводнике определяется **дебаевской длиной экранирования** L_D , которая в свою очередь, определяется концентрацией акцепторной примеси:

$$L_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 k T}{q^2 N_a}}$$

При больших положительных напряжениях наряду с уходом дырок от поверхности сказывается еще один процесс: накопление электронов. Следовательно, в этом режиме работы МДП-структуры приповерхностный слой содержит электроны - неосновные носители заряда, которые имеют инверсный заряд по отношению к заряду основных носителей заряда. Поэтому данный режим называют **режимом инверсией поверхности** (рис.56, в). В этом режиме достигается наибольшая толщина слоя объемного заряда в приповерхностном слое, равная

$$W = \sqrt{\frac{4\varepsilon_s \varepsilon_0 k T}{q^2 N_a} \ln\left(\frac{N_d}{n_i}\right)}$$

Следовательно, в режиме инверсии емкость МДП-структуры минимальна.

Отдельный интерес представляет **режим плоских зон**, в котором изгиб зон отсутствует (рис. 55). В этом режиме прикладываемое напряжение V^0 точно компенсирует изгиб зон, вызванный различными значениями работы выхода из полупроводника φ_S и металла φ_M : $\Delta\varphi = \varphi_M - \varphi_S$. Регистрируемая в этом случае емкость структуры определяется дебаевской длиной экранирования:

$$C^0 = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{L_D}$$

Энергетические диаграммы рассмотренных режимов для полупроводников n -типа отличаются от приведенных рис. 56 обратным изгибом зон у одноименных режимов.

7.3. Электрофизические характеристики МДП-структуры

Вольт-фарадная характеристика. При рассмотрении МДП-структуры можно видеть, что она аналогична плоскому конденсатору. Его обкладками служат, с одной стороны, металлический электрод, а с другой – приповерхностный слой полупроводника. Разделяющий их диэлектрик – это диэлектрический слой в плоском конденсаторе. Указанное сходство с плоским

конденсатором позволяет говорить о существовании у МДП-структуры емкостных свойств. Однако в отличие от плоского конденсатора, образованного двумя металлическими пластинами, разделенными диэлектриком, наличие полупроводника делает свойства МДП конденсатора принципиально другими. Действительно, емкость конденсатора при известном приложенном постоянном напряжении V определяется величиной накопленного на обкладках заряда Q . Так как обкладкой МДП-конденсатора выступает приповерхностный слой полупроводника, то в соответствии с рассмотренными в предыдущем параграфе его режимами, накопленный заряд сильно зависит от того: находится ли приповерхностный слой в режиме обогащения, обеднения или инверсии. В первом и третьем режимах на поверхности находится большое количество основных (режим обогащения) или неосновных носителей заряда (режим инверсии). Следовательно, в этих режимах у поверхности сосредоточен большой заряд - Q_s . В режиме обеднения, наоборот, у поверхности носителей заряда минимальное количество, а основное экранирующее действие внешнего поля оказывают неподвижные ионы легирующей примеси. Поэтому в этом режиме при изменении на единицу напряжения на структуре изменения Q_s будут меньше, чем в режимах обогащения и инверсии. Таким образом, зависимость $Q_s(V)$ имеет глубокий минимум в области значений V , соответствующих обеднению. Емкость плоского конденсатора является дифференциальной величиной: она представляет изменение приповерхностного заряда при изменении напряжения на конденсаторе на единицу величины

$$C_s = \frac{\partial Q_s}{\partial V}.$$

Поскольку Q_s зависит от V нелинейным образом, то $C_s = C_s(V)$ - емкость МДП-конденсатора зависит от величины постоянного напряжения, приложенному к нему. Полная емкость МДП - структуры C_Σ представляет собой две последовательно соединенные емкости: диэлектрика C_d и полупроводника C_s .

$$\frac{1}{C_{\Sigma}} = \frac{1}{C_{\partial}} + \frac{1}{C_s}$$

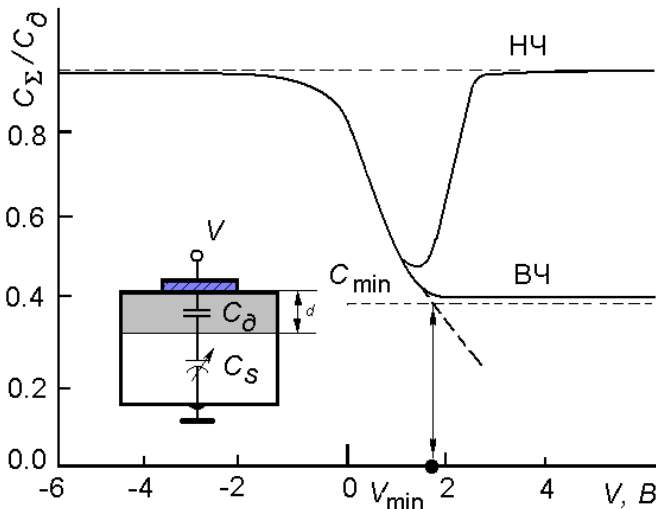


Рис. 57

Зависимость $C_{\Sigma} = C_{\Sigma}(V)$ называется **вольт-фарадной характеристикой (ВФХ)** МДП-структуры. В зависимости от значения частоты измерительного сигнала (дифференциальная емкость может быть измерена только на слабом переменном сигнале) различают **высокочастотную (ВЧ)** и **низкочастотную (НЧ)** ВФХ.

На рис. 57 показана высокочастотная и низкочастотная ВФХ МДП-структуры, изготовленной на основе полупроводника p -типа. Здесь C_{∂} - емкость диэлектрического слоя, на которую выходит емкость структуры в режиме обогащения и сильной инверсии на НЧ ВФХ; C_{min} - минимальная емкость структуры, которая достигается в режиме обеднения в режиме инверсии на ВЧ ВФХ. В случае низкой частоты измерительного сигнала емкость структуры в режиме инверсии оказывается большой и при превышении ею емкости диэлектрика будем иметь $C_{\Sigma} \approx C_{\partial}$.

Поверхностная проводимость. Если в режиме обогащения или инверсии измерить продольную проводимость приповерхностного слоя полупроводника, то она окажется очень большой. Это неудивительно, т.к. в этих случаях на поверхности находится большая концентрация основных или неосновных носителей заряда. В режиме же обеднения проводимость вдоль поверхности будет очень малой. Значит, если изменять величину постоянного напряжения V , прикладываемого к МДП-структуре, то продольная проводимость σ_{prod} будет изменяться на многие порядки. При этом зависимость $\sigma_{prod} = \sigma_{prod}(V)$ будет иметь минимум в области напряжений, соответствующей режиму обеднения. Данный эффект изменения продольной проводимости с изменением напряжения

на структуре называют **эффeктом поля**, т.к. его происхождение связано с проникновением электрического поля от внешнего источника в приповерхностный слой полупроводника и его экранировкой.

Накопление заряда на поверхности. Продолжим рассмотрение свойств МДП-структуры, изготовленной на основе полупроводника p - типа. Если прикладываемое к МДП-структуре напряжение V будет быстро изменяться по величине (например, к структуре прикладываются короткие импульсы напряжения), то в области напряжений, соответствующей режиму инверсии поверхности ($V > V_{min}$), скорость поставки неосновных носителей заряда к поверхности в необходимом для экранировки количестве будет недостаточной. Действительно, в полупроводнике неосновных носителей заряда мало и для поставки их к поверхности в большом количестве (за счет их сбора из прилегающих областей, из объема полупроводника или генерации) требуется много времени. В этом случае экранировка внешнего поля осуществляется неподвижными ионами легирующей примеси (в нашем случае, ионами акцепторной примеси). Поэтому с ростом амплитуды импульса толщина слоя обеднения, составленного из ионов, будет увеличиваться, а емкость МДП-структуры падать (емкость плоского конденсатора обратно пропорциональна толщине изолятора). Ее ВФХ в режиме инверсии показана в правой части рис. 57 пунктирной линией. Говорят, что в этом случае структура находится в **неравновесном режиме**.

Недостаток неосновных носителей заряда на поверхности в неравновесном режиме приводит к тому, что в течение импульса МДП-структура накапливает неосновные носители заряда у поверхности, стремясь восполнить их количество до требуемого для установления термодинамического равновесия. На энергетической диаграмме это выглядит так: на поверхности образуется потенциальная яма для неосновных носителей, куда они стекают как из-за диффузионной поставки из объема полупроводника, из окружающих участков, так и за счет темновой или световой генерации.

Таким образом, в неравновесном режиме приповерхностный слой

полупроводника в МДП-структуре по существу представляет собой $p-n$ переход, но без n - области, способный в течение длительного времени накапливать неосновные носители заряда. Время накопления зависит от времени жизни неравновесных носителей заряда в полупроводнике и амплитуды импульса. Изменяя амплитуду, можно регулировать продолжительность накопления, а также перемещать заряд вдоль поверхности полупроводника. Это свойство оказалось полезным для создания принципиально новых приборов: приборов с накоплением заряда и приборов с переносом заряда.

7.4. Фотоэлектрические характеристики МДП-структур

Пусть имеется МДП-структура, к которой приложено постоянное напряжение V , и структура находится в равновесном состоянии. Если осветить ее оптическим излучением из собственной полосы поглощения, то согласно общим представлениям о фотовольтаических эффектах (см. пп. 4.3, 4.6), на ее электродах появится фотоэдс. Величина возникающей фотоэдс пропорциональна уровню освещения структуры. В зависимости от состояния режима, в котором пребывает поверхность, величина фотоэдс будет изменяться. В режиме обогащения, когда на поверхности сосредоточены основные носители заряда, фотоэдс невелика, поскольку определяется относительным изменением концентрации основных носителей. В режиме инверсии на поверхности находится слой неосновных носителей заряда, за которым следует слой собственной проводимости (i -слой). Фактически в этом режиме приповерхностный слой полупроводника представляет $p-n$ переход, индуцированный внешним электрическим полем. Поэтому в данном режиме возникающая фотоэдс может рассматриваться как барьерная фотоэдс этого перехода. Эта фотоэдс определяется относительным изменением концентрации неосновных носителей заряда и потому она велика. В режиме обеднения фотоэдс МДП-структуры плавно изменяется от барьерной до фотоэдс в обогащении.

Как можно видеть из приведенного рассмотрения, равновесная МДП-структура может быть использована для регистрации оптического излучения с

регулируемой фоточувствительностью. Последнее достигается изменением величины напряжения, прикладываемого к структуре.

Интересны фотоэлектрические свойства МДП-структуры, находящейся в неравновесном режиме. Поскольку в этом случае инверсии нет, есть режимы обогащения и обеднения, то в случае приложения обедняющих импульсов с ростом их амплитуды величина фотоэдс увеличивается и потому может быть сделана достаточно большой. Другая возможность фотоэлектрических свойств неравновесной МДП-структуры связана с возможностью накопления заряда неосновных носителей у поверхности (см. п. 7.3). На основе этого эффекта созданы приборы с накоплением заряда, логическим продолжением которых является созданием приборов с зарядовой связью (ПЗС).

Структурно приборы с зарядовой связью состоят из большого числа МДП-конденсаторов, расположенных рядом и взаимодействующих между собой за счет перекрытия областей пространственного заряда. Принцип работы ПЗС предложен американскими учеными Бойлом и Смитом в 1969 году. Уже на ранних стадиях развития ПЗС-технологии стала очевидна целесообразность их использования для видеосистем. В них приборы с зарядовой связью могут обеспечивать выполнение детектирования, считывания и мультиплексирования сигнала, а также его обработку.

Пусть полупроводник ПЗС-структуры имеет n -тип проводимости и на все электроды подано одинаковое отрицательное напряжение V_1 (см. левую часть рис.58). Тогда под всеми металлическими электродами МДП-структур (их

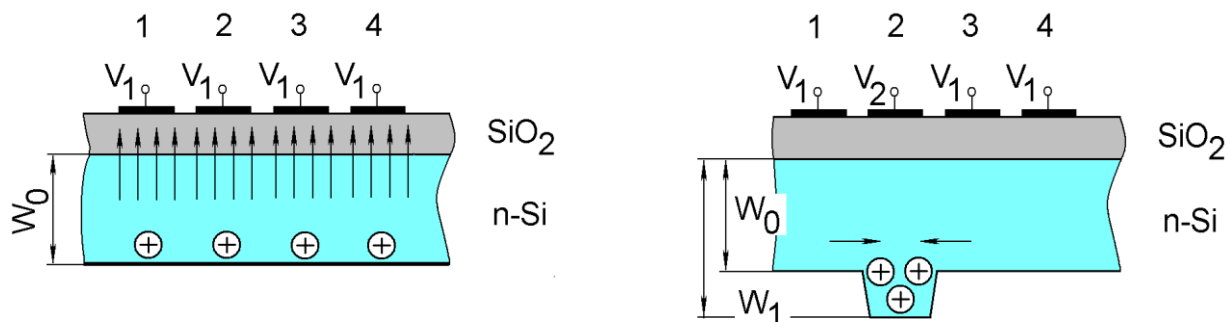


Рис.58

называют **затворами**) будут обедненные области одной глубины - W_0 . Расстояние между затворами столь малы, что соседние обедненные области немного перекрываются, образуя единый обедненный слой. Этот слой состоит из слоя ионов донорной примеси. Если на затворе «2» приложить импульс отрицательного напряжения по модулю больше, чем на электродах «1», «3», «4», то глубина слоя обеднения под этим электродом будет W_1 больше, чем под другими. Если осветить, например, затвор «2» потоком оптического излучения, то сгенерированные светом дырки прижмутся полем под электродом «2», образуя зарядовый пакет (правая часть рис. 58). Он тем больше, чем больше поток и потому может служить источником информации об этом потоке, а значит и передаваемом изображении. Этот пакет находится в потенциальной яме под затвором «2» и не может оттуда выйти: на границах действует тормозящее для дырок электрическое поле. В этом случае зарядовый пакет может храниться под затвором «2» относительно долго (до десятков миллисекунд) и говорят, что затвор работает под режимом **хранения**

накопленного заряда, а напряжение V_2 называют **напряжением хранения**.

Пусть теперь на затвор «3» подано напряжение $|V_3| > |V_2|$. Тогда на границах затворов «2» и «3» образуется ускоряющее для дырок поле и потому зарядовый пакет перемещается под затвор «3».

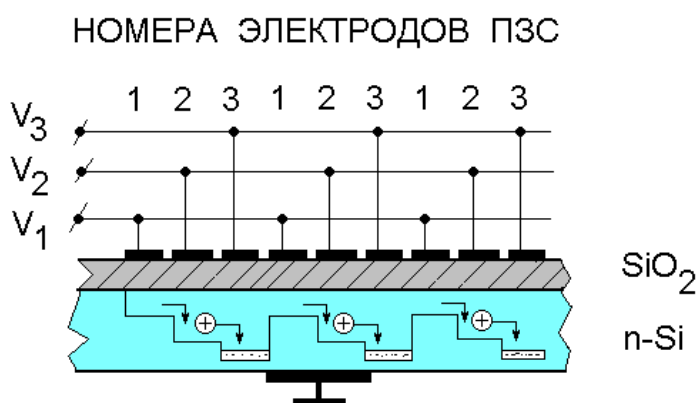


Рис. 59

Затвор «3» работает в данном случае в режиме считывания информации, и потому напряжение V_3 называют **напряжением считывания**. На рис. 59 показан принцип работы типичного трехэлектродной фоточувствительной ПЗС матрицы. Здесь электроды «1» являются полупрозрачными и потому выступают как фоточувствительные элементы, под которыми собирается

сгенерированные светом неравновесные дырки. Их число пропорционально интенсивности падающего на электрод светового потока. Электроды «2» являются электродами хранения, а электроды «3» - считывающими. Прикладываемые к указанным типам электродов напряжения – последовательности импульсов разной амплитуды: V_1 , V_2 , V_3 , смещенные относительно друг друга по времени: сначала подается напряжение на электроды «1», затем накопленный под ними сигнальный пакет передается под электрод «2» и только потом этот пакет попадает под электроды «3». По трехэлектродной схеме работают все современные фоточувствительные ПЗС матрицы и линейки.

7.5. Применение поверхностных свойств полупроводников в твердотельной электронике

В настоящее время поверхностные свойства полупроводников используются в твердотельной электронике наиболее широко. Вся современная элементная база твердотельной электроники базируется на так называемой **планарной технологии**, по которой полупроводниковые элементы и приборы изготавливаемой микросхемы располагаются в приповерхностном слое полупроводниковой пластины, служащей основой для этой микросхемы. Основа этих микросхем – полевые транзисторы. Транзисторы, использующие эффект поля для усиления сигнала, называются **полевыми транзисторами**.

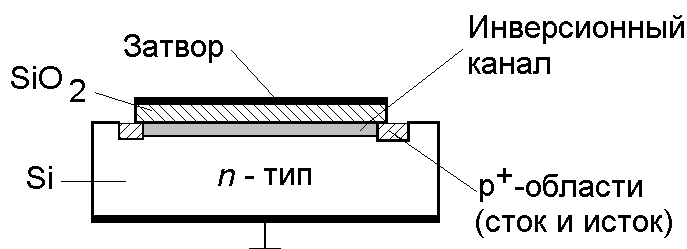


Рис.60

Принцип их работы поясняет рис. 60. Для пассивации на полупроводник нанесен тонкий диэлектрический слой из окиси кремния. На внешнюю поверхность диэлектрика наносится металл, который вы-

ступает в качестве управляющего электрода – затвора полевого транзистора. Потенциал затвора устанавливается относительно объема полупроводника

(земли). Затем на краях затвора диэлектрик удаляется, и в полупроводник вводят акцепторную примесь, создающую две p^+ - области, к которым прикладывается регулируемая цепь. Это **сток** и **исток** полевого транзистора. Если теперь приложить к полевому электроду инверсионное напряжение, то на поверхности появится инверсионный слой, который электрически будет подключен к p^+ - областям. Изменяя продольную проводимость, подключившись через эти области к инверсионному слою, можно изменять его сопротивление путем изменения напряжения на затворе. Так как между напряжением на затворе и концентрацией неосновных носителей на поверхности существует связь, описываемая экспоненциальной зависимостью, можно получить значительные изменения проводимости при небольших изменениях напряжения на затворе.

Возможно создание полевого транзистора путем образования на его поверхности диффузионного $p-n$ перехода.

Еще один важный элемент, использующий поверхностные свойства полупроводника - варикап, прибор с изменяемой внешним напряжением емкостью. Принцип работы варикапа основан на вольт-фарадной характеристике МДП-структуры: изменяя напряжение на полевом электроде, можно добиться вариаций ее емкости от емкости диэлектрика до емкости инверсионного слоя. Диапазон перекрытия емкостей определяется площадью полевого электрода структуры, емкостью применяемого диэлектрика и уровнем легирования полупроводника. У лучших варикапов отношение максимальной емкости к минимальной достигает нескольких тысяч.

Применение неравновесного режима привело к созданию ПЗС фотоматриц и фотолинеек, принцип работы которых изложен в п. 7.4. Формирователи изображения на фото-ПЗС принесли с собой принципиально новые качества: жесткий геометрический растр, возможность предварительной цифровой обработки изображения в приемнике, высокую надежность, низкое энергопотребление при малом напряжении питания и малые габариты.

8. ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ В ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

8.1. Общие сведения о жидких кристаллах

В 1888 г. австрийский ученый Рейнитцер получил новое органическое вещество – холестерилбензоат. Определяя температуру его плавления, он заметил, что вещество плавится в две стадии: вначале образуется мутный расплав, который при дальнейшем повышении температуры превращается в прозрачную изотропную жидкость. Необычными в этом процессе были свойства мутного раствора. Обладая всеми свойствами жидкости, мутный расплав проявлял оптические свойства одноосного кристалла: свет, проходя через него, испытывал двойное лучепреломление. Рейнитцер решил, что перед ним смесь двух веществ, плавящихся при разных температурах, причем в расплаве одного из веществ находятся кристаллиты другого. Он не смог разделить эту смесь и послал свой препарат немецкому физику Леману, занимавшемуся определением оптических свойств кристаллов. Леман выяснил, что присланный ему холестерилбензоат представляет собой чистое вещество, а не смесь двух, которое при нагревании переходит в ранее неизвестное агрегатное состояние: между кристаллической фазой и изотропной жидкостью образовывался мутный расплав с анизотропными оптическими свойствами кристалла. При дальнейшем повышении температуры эта фаза переходила в изотропную жидкость. На рис. 61 показано изменение условного параметра –

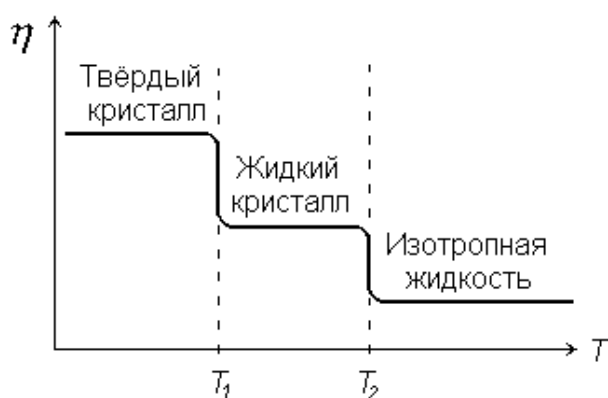


Рис. 61

«параметра структурного порядка» η кристалла, проявляющего указанные температурные изменения своего строения.

Вскоре выяснилось, что холестерилбензоат не единственное вещество, обладающее такими необычными свойствами. Леман

нашел подобные фазы при плавлении еще целого ряда органических веществ. Всем им он дал название **жидкие кристаллы**, а оптически анизотропную фазу вскоре назвали **мезофазой** (от греческого слова «мезос» – промежуточный). Леман обнаружил, что у некоторых органических веществ аналогичные фазы возникают не только при нагревании, но и при растворении в спиртосодержащем растворе. Такие жидкие кристаллы называют **лиотропными** (от греческого слова «лио» – растворяю), в отличие от **термотропных**, которые образуются при нагреве. В настоящее время известно около 500 органических веществ, обладающих жидкокристаллической мезофазой.

8.2. Основные свойства жидких кристаллов

После открытия жидких кристаллов их свойствами заинтересовались химики и физики, и к 30-м годам XX века были выяснены все основные типы жидких кристаллов, особенности строения и их основные физические свойства, наиболее необычными из которых оказались следующие.

Двулучепреломление света. Явление двулучепреломления – это типично кристаллический эффект, состоящий в том, что скорость света в кристалле зависит от ориентации плоскости поляризации света. Она достигает максимального и минимального значений для двух взаимно ортогональных ориентаций плоскости поляризации. Поляризации, соответствующие экстремальным значениям скорости света, определяются анизотропией свойств кристалла и однозначно задаются направлением распространения света относительно кристаллографических координатных осей.

Линейно поляризованный свет, распространяясь в оптически активной среде, изменяет ориентацию плоскости поляризации. Угол поворота плоскости поляризации прямо пропорционален пути L , пройденному светом, т.е. выражается формулой $\varphi = \varphi_a L$, где величина φ_a определяет угол поворота на единичном отрезке пути и называется **удельной вращательной способностью**. Величина

вращательной способности φ_a для жидких кристаллов в сотни и тысячи раз превосходит эту величину для наиболее оптически активных кристаллов, например, кварца. Более того, угол поворота плоскости поляризации в жидких кристаллах зависит от длины волны света. В твердых телах, как, впрочем, и в обычных жидкостях, удельная вращательная способность φ_a имеет вполне определенный знак, не зависящий от длины волны света. Это означает, что вращение плоскости поляризации света в них происходит в определенном направлении. В жидких кристаллах для коротких длин волн величина φ_a , например, могла быть положительной, а для более длинных – отрицательной. Но в любом случае направление вращения плоскости поляризации света при прохождении им жидкокристаллической фазы изменялось в зависимости от длины волны. Такое поведение угла вращения плоскости поляризации не укладывалось в рамки существовавших представлений об оптической активности веществ.

Чувствительность к воздействиям. Удивительными оказались и другие свойства жидких кристаллов, такие как исключительно высокая чувствительность структурного состояния и оптических свойств жидкого кристалла к магнитным, электрическим полям, примесям, ионизирующему воздействию, температуре и другим воздействиям, что и определило практическое применение жидких кристаллов.

В первые годы жидкие кристаллы казались бесперспективными для практического использования. Однако в 1963 г. был запатентован метод регистрации тепловых излучений с помощью тонкой пленки жидкого кристалла, изменяющей свой цвет при нагревании. Он позволял решить одну из важных задач квантовой электроники – отображение тепловых потоков. С этого момента начинается бурное развитие исследований физических свойств жидких кристаллов и их применение в оптике, твердотельной электронике, приборостроении и т.д., которое продолжается по настоящее время и только усиливается.

Итак, жидкие кристаллы – это специфическое агрегатное состояние органического вещества, в котором оно одновременно проявляет свойства жидкости и кристалла. При плавлении кристаллы этих веществ образуют жидкокристаллическую фазу, отличающуюся от обычных жидкостей: она существует в узком температурном диапазоне, вне которого имеем кристалл или обычную жидкость. Обязательным свойством жидких кристаллов является наличие порядка в пространственной ориентации молекул. Все известные в настоящее время жидкие кристаллы составлены из одного сорта молекул, которые, как правило, имеют вытянутую стержнеобразную форму либо вид вытянутой спирали. В последнем случае направление закручивания спирали может быть либо в одну сторону, либо в другую. Такие жидкие кристаллы называют **хиральными**.

8.3. Типы и структура жидких кристаллов

В случае стержнеобразных молекул в зависимости от характера упорядочения длинных осей молекул в слое жидкие кристаллы разделяют на **нематики**, **смектики** и **холестерики**. Рассмотрим их внутреннюю структуру и пространственное упорядочение молекул. Для наглядности будем представлять молекулы жидких кристаллов в виде стержней, т.к. их длина во много раз больше толщины.

Нематики. Структура нематика будет представлять собой «жидкость одинаково ориентированных стержней» (см. рис. 62, *а*, *б*). В твердом состоянии молекулы кристалла строго ориентированы в пространстве (рис. 62, *а*). В жидкокристаллическом состоянии эти молекулы разбросаны по жидкому кристаллу хаотически, они могут перемещаться под действием температуры в любую сторону. Относительный порядок существует только в ориентации длинных осей молекул. Эти стержни движутся хаотически в жидкости, но их преимущественная ориентация не изменяется. Под действием температуры они совершают ориентационные (угловые) колебания, амплитуда которых возрастает при приближении к температуре фазового перехода (рис. 62, *б*).

После точки фазового перехода ориентационное упорядочение исчезает, и ориентация молекул становится полностью хаотической (рис. 62, в). В отношении оптических свойств нематика подобны оптическим одноосным кристаллам.

Для характеристики ориентационного порядка вводится вектор единичной длины \vec{n} , называемый **директором**, направление которого совпадает с направлением усредненной ориентации длинных осей молекул. По существу он представляет собой единичный вектор усредненного направления длинных осей молекул. Кроме того, вводится еще один параметр – скалярный **параметр порядка** Q , который характеризует степень ориентационного упорядочения молекул:

$$Q = \frac{3}{2} \left(\overline{\cos^2 \theta} - \frac{1}{3} \right),$$

где θ – угол между направлением директора и мгновенным направлением оси молекулы, а $\overline{\cos^2 \theta}$ – среднее значение по времени. Значение $Q=1$ соответствует полной ориентации всех молекул нематика в одном направлении, а $Q=0$ – полному беспорядку в ориентации молекул. По физическому смыслу параметр порядка есть дисперсия случайной переменной – ориентации длинных осей молекул жидкого кристалла.

До сих пор речь шла об однодоменном образце нематика, в котором ориентация директора одинакова во всех его точках. В реальности молекулы жидкого кристалла могут изменять свою ориентацию по поверхности слоя жидкого кристалла, а также с его толщиной, образуя области одинаковой ориентации длинных осей молекул жидкого кристалла – домены. Причины такого деления нематика заключены в случайном характере внешних воздействий, способных задавать ориентацию молекул. Преимущественные

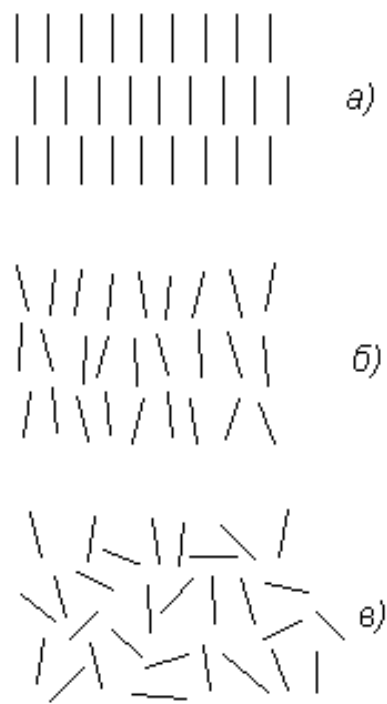


Рис. 62

ориентации длинных осей молекул в различных доменах никак не связаны между собой. Поэтому ориентация директоров в разных доменах хаотична, и, следовательно, оптические индикатрисы в доменах также разориентированы – в каждом домене ориентация индикатрисы своя. Значит и показатель преломления для света, падающего на многодоменный жидкий кристалл, в каждом домене свой. На границе доменов имеет место скачок показателя преломления, который в поляризованном свете в скрещенных поляризаторах видится как светлая нить произвольной формы на темном фоне (нить по-гречески «*нема*», отсюда и название жидкого кристалла такого строения), которая указывает местоположение отдельных доменов в слое нематика и их размеры. Поэтому, чтобы сделать его одномерным, говорят, «однодоменным», необходимы специальные меры. К ним относятся любые способы, задающие ориентацию длинных осей молекул: механическая полировка внутренних поверхностей стекол, между которыми помещается жидкий кристалл; задание ориентации с помощью внешних электрических или магнитных полей и т.д.

Смектики. В них степень упорядочения молекул выше, чем в нематиках (см. рис. 63): помимо ориентационной упорядоченности молекул, существует частичное упорядочение центров их тяжести. Таким образом, смектики организованы в слои, расстояния между которыми фиксированы. Что же касается расположения центров тяжести молекул в пределах одного слоя, то оно хаотично, как в нематике. Поэтому для описания состояния смектика также используются понятия директора \bar{n} и параметра порядка Q .

Общим для всех смектиков является достаточно сильное взаимодействие молекул в пределах выделенного слоя и слабое взаимодействие между слоями. Поэтому слои легко скользят друг относительно друга и на ощупь все смектики мылоподобны (мыло по-гречески «*смегма*»). В отношении оптических свойств смектики ведут себя как двухосные кристаллы.



Рис.63

В зависимости от расположения молекул в слое, а также общего поведения директора по многим слоям смектики делятся на следующие типы: A , B , C , D , F , G и т.д. Так, в A -смектике оси молекул во всех его слоях перпендикулярны поверхности слоя (см. рис. 63); в B -смектике оси молекул находятся под небольшим углом к поверхности, одинаковым для всех слоев. В каждом слое D -смектика отсутствует какое-либо упорядочение осей молекул – молекулы ориентированы хаотически.

Смектики обладают двулучепреломлением, но в исходном состоянии представляют собой совокупность хаотически ориентированных доменов.

Если растопить смектический кристалл, то сначала он дает жидкий смектик. При дальнейшем повышении температуры смектик переходит в нематик, а уже тот – в изотропную жидкость. Это и понятно: сравнительно слабое взаимодействие между слоями с повышением температуры разрушается раньше, чем взаимодействие молекул внутри каждого слоя – так появляется нематик. Впрочем, у отдельных смектиков нематическая фаза отсутствует.

Холестерики. Они устроены более сложно, чем нематики и смектики. Локально холестерический кристалл устроен так же, как и нематик: в малом объеме упорядочение молекул холестерика можно охарактеризовать директором и параметром порядка Q .

Отличие холестерика от нематика проявляется в больших, по сравнению с молекулярными размерами, масштабах. Эти отличия связаны с тем, что в нем молекулы образуют **холестерическую спираль**: оказывается, в нематике существует направление, называемое **холестерической осью**, вдоль которого ориентация директора регулярным образом изменяется.

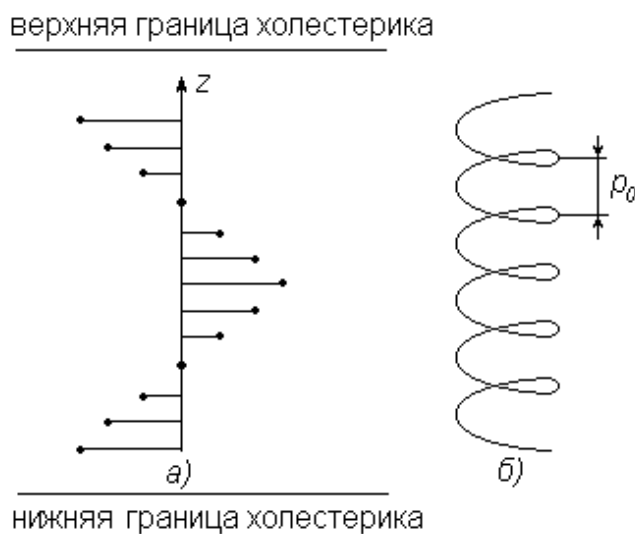


Рис. 64

Директор перпендикулярен этой оси и вращается вокруг нее (см. рис. 64).

Угол поворота линейно связан с расстоянием z вдоль холестерической оси и может быть представлен в виде: $\varphi = (2\pi / p_0) \cdot z$. Расстояние p_0 , на котором директор поворачивается на 360° , называется **шагом холестерической спирали**. Холестерическая фаза может наблюдаться сразу после плавления кристалла или после смектической фазы. При дальнейшем повышении температуры холестерик переходит в изотропную жидкость.

8.4. Ориентационные эффекты в жидких кристаллах

Нематики. Как указывалось выше, в исходном состоянии пленки жидких

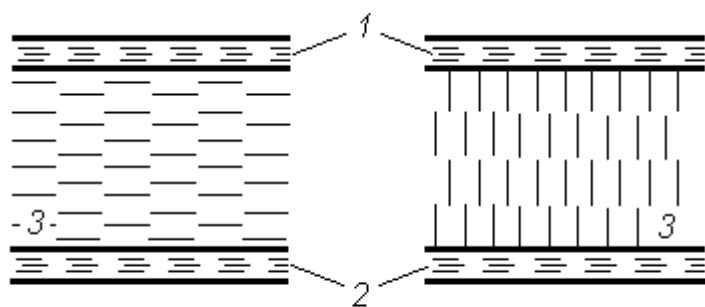


Рис.65

кристаллов по своим свойствам разбиты на отдельные домены, в пределах которых ориентация длинных осей молекул постоянна. Для научных исследований и практических применений необходимы

однодоменные пленки. Это предполагает, что за счет специально принятых мер все молекулы жидкокристаллического образца нематика ориентированы одинаковым образом. Существуют две основных ориентации молекул нематика: вдоль поверхности и перпендикулярно ей. В соответствии с этим используют два типа жидкокристаллических ячеек, показанные на рис. 65. Здесь 1 – верхняя опорная поверхность ячейки, 2 – нижняя опорная поверхность, которые обычно изготавливают из прозрачного стекла. Пленка нематика – 3 помещается между опорными поверхностями. Ячейку, показанную в левой части рис. 65, называют **планарной**, а показанную в правой части рис. 65 – **гомеотропной**. Для получения планарной ячейки внутренние поверхности стекол, контактирующие с жидким кристаллом, подвергают механической шлифовке в одном направлении, в результате которой на поверхности стекла остаются микроборозды. Молекулы нематика «ложатся» в эти борозды, образуя строго

ориентированный поверхностный слой нематика планарной структуры. Ввиду действия сил связи молекулы соседних слоев перенимают ориентацию граничного слоя, передавая его в объем жидкого кристалла. Силы упругости между молекулами стремятся разрушить этот порядок. Поэтому существует некоторое расстояние, при удалении на которое от поверхности ориентирующее действие опорной поверхности и разориентирующее влияние упругих сил уравниваются друг друга. Это расстояние называется **когерентной длиной** и для жидких кристаллов составляет величину несколько микрон. Поэтому, если толщина слоя нематика невелика – до единиц микрон, то разориентирующее действие теплового движения несущественно и во всем объеме жидкого кристалла его молекулы (на рисунке они показаны в виде коротких линий между стеклами) ориентированы вдоль поверхности ячейки.

Для получения гомеотропной ячейки внутренние поверхности стекол обрабатывают в специальном химическом веществе – поверхностно-активном веществе. Молекулы этого вещества также имеют вытянутую форму и при обработке одним концом

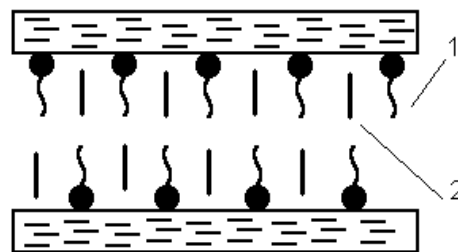


Рис. 66

«приклеиваются» к обрабатываемым поверхностям (см. рис. 66). Молекулы жидкого кристалла входят в пространство между молекулами поверхностно-активного вещества, ориентируясь перпендикулярно поверхности ячейки. Следующие слои молекул нематика, стремясь минимизировать свою потенциальную энергию по отношению к молекулам соседнего слоя жидкого кристалла, выстраиваются также перпендикулярно стеклам.

Переход Фредерикса. Для технических применений жидких кристаллов важной является возможность изменять ориентацию молекул путем приложения, например, электрического поля, которое обычно прикладывают перпендикулярно поверхностям ячеек. Важной особенностью нематиков является различное значение его диэлектрической проницаемости ϵ ,

измеренной вдоль осей молекул и перпендикулярно им. Поэтому при помещении нематика в постоянное электрическое поле из-за анизотропии диэлектрической проницаемости его молекулы стремятся ориентироваться так, чтобы направление большего значения ε совпадало с направлением приложенного поля. Значит, исходная планарная структура нематика в электрическом поле может перейти в гомеотропную или наоборот. Эффект изменения структуры нематика во внешнем электрическом поле называют **переходом Фредерикса**. Общим свойством переориентации нематика под действием внешнего поля является ее пороговый характер. Критическое значение электрического поля, при котором совершается переход Фредерикса, вычисляется по следующей формуле:

$$E_c = \frac{\pi}{d} \left(\frac{4\pi K}{\Delta\varepsilon} \right)^{1/2},$$

где d – толщина слоя жидкого кристалла, K – его коэффициент упругости, $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ анизотропия диэлектрической проницаемости жидкого кристалла. Здесь ε_{\parallel} – диэлектрическая проницаемость жидкого кристалла, когда поляризация света параллельна директору, ε_{\perp} – диэлектрическая проницаемость жидкого кристалла, когда поляризация света перпендикулярна директору. Из этого выражения следует, что критическое напряжение, прикладываемое к слою нематика для его переориентации, не зависит от толщины d :

$$V_c = \pi \left(\frac{4\pi K}{\Delta\varepsilon} \right)^{1/2}. \quad (8.1)$$

Подставив в выражение (9.1) типичные значения: $K = 10^{-6}$ дин, $\Delta\varepsilon \approx 3$, получим, что $V_c \approx 2$ В. Выше этого значения напряжения на ячейке изменения структуры быстро достигают насыщения.

Ориентационное действие электрического поля величиной E проявляется на протяжении **электрической когерентной длины**, отсчитываемой от опорной поверхности,

$$\lambda_k = \frac{1}{E} \left(\frac{4\pi K}{\Delta\varepsilon} \right)^{1/2}. \quad (8.2)$$

Подставив в это выражение типичные значения: $K = 10^{-6}$ дин, $\Delta\varepsilon \approx 3$ и $E = 10^3$ В/см, получим, что $\lambda_k \approx 10$ мкм. Следовательно, в практических приложениях пленки нематика должны иметь толщину значительно больше двух электрических когерентных длин, что соответствует нескольким десяткам микронов.

Если увеличивать напряжение на ячейке выше порога Фредерикса, то вблизи десятка вольт структура нематика претерпевает следующее скачкообразное изменение: вдоль поверхности ячейки образуются круговые потоки молекул нематика, что формирует структуру типа упорядоченного слоя

вращающихся цилиндров. Это так называемые **домены Капустина-Вильямса**. Их возникновение обусловлено проявлением ионной проводимости жидкого кристалла в электрическом поле:

ионы движутся к противоположно заряженной опорной поверхности, где и меняют заряд. Затем ионы движутся в обратном направлении и все повторяется на другой опорной поверхности. И так много раз. Из-за изменения ориентации молекул в пределах домена он выступает как неоднородность диэлектрической

проницаемости ε . Рисунок 67 поясняет возникновение доменов (окружности в центре рисунка с указанным направлением вращения ионов молекул в домене), изменения показателя преломления из-за изменения в пространстве ориентации директора в домене (синусоидальная линия в центре рисунка), а также причину дифракции света при прохождении им слоя нематика с доменами.

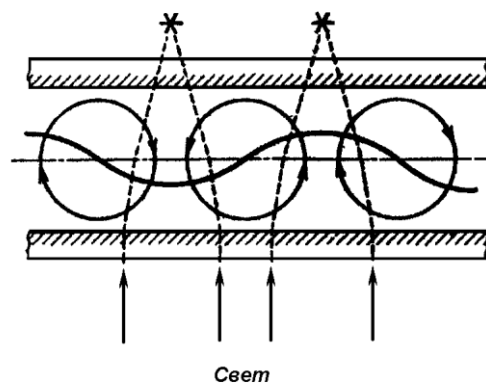


Рис 67

Дальнейшее повышение напряжения на ячейке приводит к сначала к увеличению их числа в направлении действия электрического поля, а затем к разрушению доменов и появлению хаотических турбулентных потоков в слое

нематика. В результате такого состояния структуры жидкого кристалла он рассеивает падающий на него свет равномерно во все стороны. Поэтому данное состояние нематика **называют динамическим рассеянием света**, при котором рассеяние падающего света происходит во всех направлениях, что облегчает визуальное наблюдение измененного состояния жидкого кристалла.

Перечисленные структурные состояния нематика в электрическом поле могут быть использованы в электронике: для отображения и хранения информации, преобразования световых потоков и т.д.

Холестерики. Следует заметить, что шаг холестерической спирали чувствителен к электрическому полю, температуре, химическим примесям на поверхности холестерика, радиационному излучению и т.д.: при приложении, например, электрического поля шаг спирали увеличивается с ростом величины поля. При приближении к некоторому пороговому напряжению (несколько вольт) шаг холестерической спирали начинает резко увеличиваться, а при пороговом напряжении

$$E_p = \left(\frac{\pi^2}{2\rho_0} \right) \cdot \left(\frac{4\pi K}{\Delta\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (8.3)$$

спираль вообще распрямляется. В результате этого холестерик переходит в нематик. Здесь ρ_0 – шаг холестерической спирали в отсутствие воздействия, который обычно выбирают в десятки раз меньше толщины слоя жидкого кристалла. Поэтому значение E_p оказывается больше, чем поле, необходимое для перехода Фредерикса. Если продолжать увеличивать напряжение на пленке холестерика, то далее можно обнаружить те же структурные преобразования, о которых говорилось при обсуждении свойств нематика: домены Капустина-Вильямса, динамическое рассеяние.

Поведение холестерика в электрических полях сложнее нематика. Так, динамическое рассеяние в холестериках может обладать эффектом памяти: рассеивающее состояние холестерика сохраняется в течение длительного времени после снятия поля. Время памяти, т.е. сохранения рассеивающего

состояния, зависит от свойств конкретного холестерика и может колебаться от минут до нескольких лет. Наложение переменного электрического поля возвращает холестерик в исходное состояние.

8.5. Оптические свойства жидких кристаллов

Для понимания принципов работы оптических жидкокристаллических ячеек необходимо вспомнить раздел оптики, в котором рассматриваются особенности прохождения через оптически активный кристалл линейно поляризованного излучения с заданной поляризацией и направлением распространения излучения относительно оптической оси кристалла.

Нематики. Нематик является оптически одноосным кристаллом, оптическая ось которого совпадает с направлением директора. Поэтому оптические характеристики планарной и гомеотропной структур различны. В ячейке с гомеотропной структурой свет распространяется вдоль оптической оси (вдоль директора), поэтому, как во всяком одноосном кристалле, в этом случае оптические характеристики ячейки не зависят от поляризации света: свет проходит жидкокристаллическую оптическую ячейку без двулучепреломления, а значит без изменения фазы. При падении же света на ячейку с планарной структурой прохождение света сквозь нее зависит от поляризации падающего света: без изменения поляризации в ней распространяется только свет, поляризованный ортогонально директору. В случае поляризации по директору свет расщепляется на обыкновенную волну и необыкновенную, которые имеют разные скорости распространения и взаимно перпендикулярные поляризации. В итоге на выходе из оптической ячейки эти волны складываются в одну, вектор поляризации которой оказывается повернут на некоторый угол относительно поляризации на входе. Подбирая толщину ЖК или значения его диэлектрических проницаемостей ε_{\parallel} и ε_{\perp} , можно добиться того, что на выходе поляризация будет перпендикулярна к поляризации на входе в планарную оптическую ячейку. Используя поляроидные пленки, нанесенные на опорные

поверхности, можно сделать гомеотропную структуру непрозрачной для света, скрестив верхний и нижний поляроиды (рис. 65, б). Планарная структура при таком же положении поляроидов пропускает свет, если ориентация поляроида не совпадает с направлением директора. Отсюда следует принцип, на основе которого с помощью жидкокристаллической ячейки можно отображать информацию – путем прикладываемого напряжения переводить планарную текстуру в гомеотропную и обратно. В планарной структуре направление распространения света перпендикулярно оптической оси. Поэтому показатель преломления света различен для света, плоскость поляризации которого перпендикулярна направлению директора в слое, и света, поляризация которого содержит это направление. Знак оптической анизотропии может быть как положительным, так и отрицательным. В нематике с $\Delta\epsilon < 0$ фазовая скорость света, поляризованного перпендикулярно направлению директора, оказывается меньше фазовой скорости света, поляризованного в направлении директора. Переход Фредерикса, в котором при отсутствии поля нематик с $\Delta\epsilon > 0$, образует планарную текстуру, а при наложении поля переходит в гомеотропную, принято называть **S-эффектом**.

В **B-эффекте** исходная текстура гомеотропная, а поле переводит ее в планарную для чего требуется нематик с отрицательной диэлектрической анизотропией $\Delta\epsilon$. Для **T-эффекта** исходная планарная структура берется закрученной (ориентация молекул на одной поверхности составляет угол 90° относительно ориентации на другой). Приложенное поле, как и в случае S-эффекта, изменяет планарную ориентацию молекул нематика с $\Delta\epsilon > 0$ на гомеотропную. Работа ячейки, использующей T-эффект, основывается на свойстве закрученной твист-структуры вращать плоскость поляризации света.

Конструкция оптической ячейки. В качестве примера рассмотрим конструкцию планарной ячейки, предназначенной для отображения информации на твист-эффекте, как наиболее используемом в оптоэлектронике. Оптическая ячейка образована двумя стеклянными пластинками, на внутренние поверхности которых напылены металлические электроды, имеющие высокий

коэффициент пропускания света. На внешние поверхности нанесены поляроидные пленки, пропускающие свет только определенной поляризации. Эти поляроидные пленки могут пропускать как свет одной поляризации, так и свет взаимно перпендикулярных поляризаций. Верхний поляроид пропускает поляризацию, параллельную директору жидкого кристалла, который выбирают с положительной оптической анизотропией.

Исходная ориентация нематика закрученная, то есть мы имеем так называемую твист-ориентацию молекул (см. рис.68, а). Свет падает на верхний поляризатор и становится плоскополяризованным в соответствии с его поляризацией. При отсутствии электрического поля (то есть в выключенном состоянии) свет, “следуя” твист-ориентации нематика, меняет свое направление в соответствии с оптической осью нематика и на выходе будет иметь то же направление поляризации, что и нижний поляризатор (см. рис.68,а). При включении электрического поля для нематического жидкого кристалла с положительной диэлектрической анизотропией ($\Delta\epsilon > 0$) произойдет переход от закрученной твист-ориентации к гомеотропной ориентации молекул, то есть

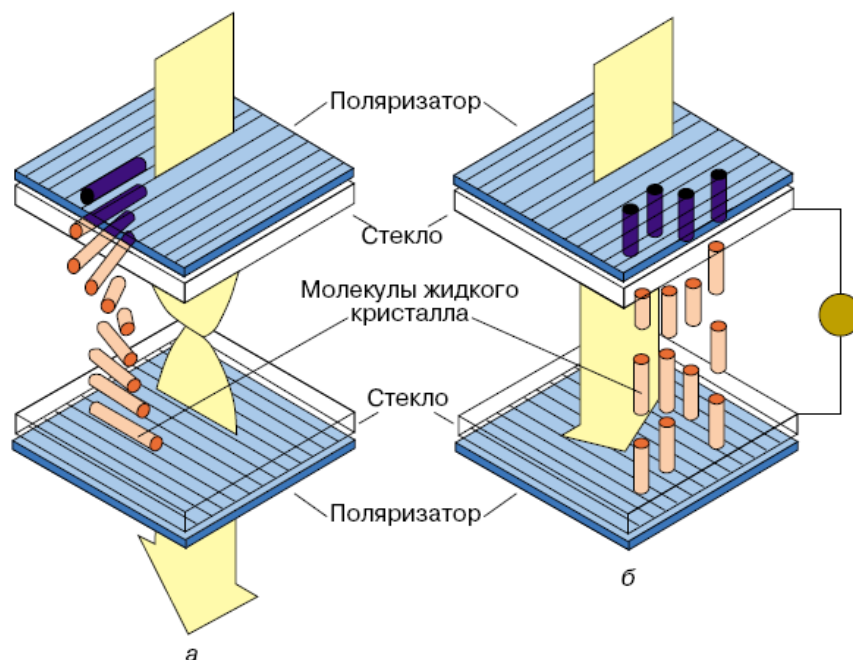


Рис.68

длинные оси молекул повернутся в направлении, перпендикулярном к электродам, и спиральная структура разрушится (рис. 68, б). Теперь свет, не изменив направления исходной поляризации, совпадающей с поляризацией верхнего поляризатора, будет иметь направление поляризации, противоположное нижнему поляризатору, а они, как видно на рис. 68, б, находятся в скрещенном положении. В этом случае ячейка — «непрозрачна». Используя это свойство ячейки, можно создать электронный затвор оптического излучения.

Эффект «гость-хозяин». Электрооптические эффекты в ячейке могут проявляться не только в переходах из непрозрачного состояния в прозрачное или наоборот, но также в изменении окраски ячейки – это так называемый эффект «гость – хозяин». Сущность данного эффекта заключается в следующем. Если в нематик (хозяин) в небольшом количестве добавить молекулы дихроичного красителя (гость), которые ориентируются нематиком так же, как и собственные молекулы, то при переходе Фредерикса вместе с переориентацией молекул нематика происходит переориентация молекул красителя. В результате этого изменяется окраска жидкокристаллической ячейки из-за изменения ориентации молекул дихроика. Это происходит потому, что дихроичные молекулы красителя имеют линию поглощения света на строго определенной длине волны, причем величина коэффициента поглощения на этой волне зависит от взаимной ориентации поляризации падающего на него света и длинной оси молекул дихроика. Так что свет с поляризацией перпендикулярной оси дихроичной молекулы ею не поглощается, а с поляризацией параллельной оси дихроика – поглощается. В последнем случае краситель приобретает цвет, определяемый линией поглощения дихроика: это может быть и красный цвет ($\lambda=0,64$ мкм), и зеленый ($\lambda=0,55$ мкм) и т.д. В соответствующий линии поглощения цвет окрашивается оптическая ячейка.

Поскольку молекул красителя в нематик добавляют мало, все диэлектрические характеристики жидкого кристалла сохраняются. Можно ввести два красителя с различными частотами дихроичных линий поглощения

и тем самым добиться двойного изменения окраски ячейки при переключении поля: один цвет до действия поля и другой – после перехода Фредерикса.

Смектики. Оптические свойства смектиков находятся в прямой зависимости от их строения. Смектик *A*-типа, как и нематик, является одноосной средой в оптическом отношении – в нем существует одно направление распространения света, совпадающее с директором, для которого показатель преломления не зависит от поляризации света.

Смектики *C*-типа являются оптически двухосными, т.к. ориентационные движения молекул в смектиках отличаются от таковых в нематике. Если в нематике молекулы могут свободно вращаться вокруг своих длинных осей, то в смектиках в общем случае вращательное движение заторможено, т.е. хотя молекула и вращается, но с наибольшей вероятностью она принимает определенное ориентационное положение. Поскольку свет «видит» усредненное положение молекул, то в случае свободного вращения усредненная молекула осесимметрична, а при заторможенном вращении она выглядит как часть плоскости (блиноподобна). Из теории анизотропных сред известно, что ансамблю осесимметричных молекул соответствует оптически одноосная среда, а системе молекул, у которых отсутствует ось вращения, соответствует оптически двухосная среда.

В природе встречаются смектики, обладающие большим электрическим дипольным моментом. Происхождение дипольного момента связано с тем, что образующие смектик молекулы обладают собственным электрическим моментом: центры «тяжести» (говорят – центроиды) положительного и отрицательного зарядов в отдельной молекуле сдвинуты в пространстве относительно друг друга. Направление дипольного момента изменяется от слоя к слою, образуя спиральную структуру. Если эту спираль раскрутить приложением электрического поля, перпендикулярного оптической оси, то можно обнаружить дипольный момент. При этом резко изменяются оптические свойства смектика, что можно использовать в приборостроении.

Холестерики. Этот тип жидких кристаллов характеризуется спиральным поведением директора (см. п. 89.3). Но с изменением направления директора изменяется диэлектрическая проницаемость. Следовательно, по толщине кристалла значение диэлектрической проницаемости изменяется от ε_{\parallel} – диэлектрическая проницаемость жидкого кристалла, когда поляризация света параллельна директору,

до ε_{\perp} – диэлектрическая проницаемость жидкого кристалла, когда поляризация света перпендикулярна директору. Диэлектрические свойства холестерика периодичны по координате с периодом $d = \rho_0/2$. В холестерике периодом служит не шаг спирали ρ_0 , на котором директор совершает оборот на 2π , а $\rho_0/2$, так как ориентации директора \bar{n} и $-\bar{n}$ эквивалентны, и период

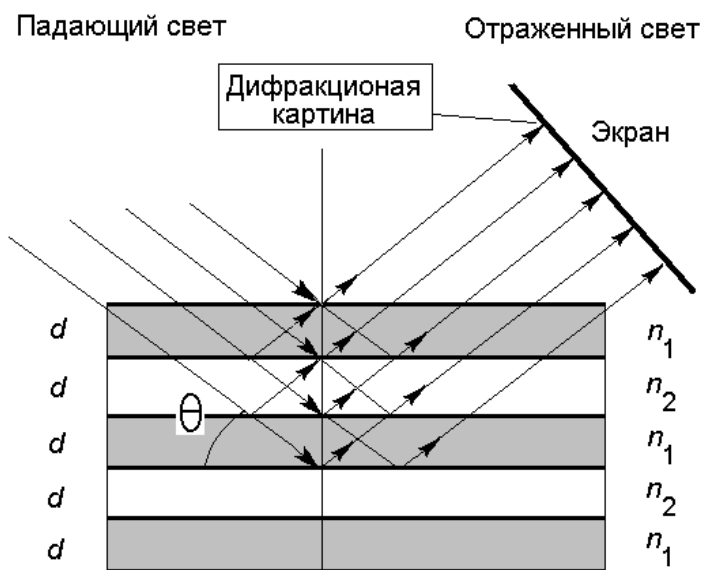


Рис. 69

диэлектрических свойств холестерика оказывается вдвое меньше, чем расстояние, на котором директор совершает полный оборот. По этой причине холестерик можно представить в виде чередующихся слоев двух типов с различными значениями диэлектрической проницаемости: ε_{\parallel} и ε_{\perp} . Поскольку шаг спирали выбирается в диапазоне види-

мого света, то свет будет испытывать дифракцию на периодической структуре холестерика. Если на такую структуру под углом падения θ (это угол между поверхностью кристалла и направлением падения света) падает белый свет (т.е. излучение с широким диапазоном значений длин волн), то в отраженном свете будет видна дифракционная картина, полученная от оптического излучения только одной длины волны λ из всего диапазона длин волн

падающего излучения. Внешне это будет выглядеть как окрас слоя холестерика в цвет длиной λ (см. рис. 69). Это явление называется **дифракцией Вульфа-Брэгга**. Условие наблюдения этого вида дифракции таково:

$$\sin\theta = \frac{m\lambda}{2d},$$

где $d = p/2$ - толщина слоя неоднородности холестерика (взаимнообратная ориентация директора в холестерике на шаге спирали идентична по оптическим свойствам), p - шаг холестерической спирали, m - целое число, равное порядку дифракционного максимума.

Как указывалось ранее, шаг спирали холестерика чувствителен к внешним воздействиям. Его легко изменить, нагревая холестерик, помещая в электрическое или магнитное поле и т.д. Отсюда следует один из принципов использования холестерических кристаллов в оптоэлектронике: плавное изменение цвета оптической ячейки в широких пределах при действии электрического поля, теплового или ионизирующего излучения.

8.6. Применение жидких кристаллов в твердотельной электронике

В виду разной изученности жидких кристаллов в современной электронике используются преимущественно нематики и частично холестерики. Смектики не проявляют выраженного перехода Фредерикса, и потому в настоящее время их использование в электронике ограничено.

Жидкие кристаллы в твердотельной электронике применяют главным образом для создания модуляторов, построения дефлекторов оптического излучения, интегрально-оптических элементов различного назначения, систем обработки оптической информации – оптических транспарантов, управляемых электрическим полем или светом, устройств отображения информации. Использование нематиков базируется преимущественно на использовании эффекта Фредерикса, требующем импульсов напряжений малой амплитуды (до 5

Вольт). Это обстоятельство дополняет хорошую интегрируемость жидкокристаллических оптических элементов с микропроцессорной техникой и позволяет создавать программно управляемые экономные, малогабаритные и надежные оптоэлектронные элементы и устройства.

1. Жидкокристаллические модуляторы представляют собой оптическую планарную или гомеотропную ячейку, которую размещают между скрещенными или параллельными поляризаторами. Падающее оптическое излучение имеет линейную поляризацию. В зависимости от конструкции модулятора и используемого электрооптического эффекта при наложении электрического поля, создающего один из перечисленных выше структурных эффектов, его пропускная способность изменяется от нуля до 100% в соответствии с законом изменения прикладываемого напряжения. Предельная частота модуляции такого модулятора обычно составляет несколько килогерц. Поэтому такие модуляторы чаще используются как оптические затворы. Однако скоро жидкокристаллические модуляторы будут работоспособны до сотен килогерц и выше.

2. Дефлекторы оптического излучения могут быть созданы на основе многочисленных электрооптических эффектов в жидких кристаллах: переходе Фредерикса, доменах Капустина-Вильямса, использовании нарушения полного внутреннего отражения и т.д. Назначение дефлектора – отклонение оптического луча в нужном направлении. Наиболее просто этого достичь, если в жидкокристаллической ячейке выбором треугольной топологии полевых электродов сформировать клиновидную призму, изменяющую свой относительный показатель преломления в электрическом поле от нуля до величины, определяемой анизотропией диэлектрической проницаемости.

3. Интегрально-оптические элементы на основе жидких кристаллов представляют собой элементы, встроенные в оптическую схему оптоэлектронного устройства. Это активные линзы, волноводные модуляторы, волноводные дефлекторы и т.д. Их применение позволяет программно управлять оптической схемой оптоэлектронного устройства, изменять его

функции. Подавая на эти элементы в соответствии с алгоритмом работы устройства напряжения выше порога Фредерикса, можно ЖК призмой изменять направление распространения светового луча; активируя ЖК линзу, включать-выключать фокусировку; оптической ячейкой осуществлять модуляцию света цифровым сигналом. Однако ввиду значительных оптических потерь в ЖК интегрально-оптические элементы применяют в волноводных линиях.

4. Оптоэлектронные транспаранты. Для современных систем обработки информации большое значение имеют оптоэлектронные транспаранты, управляемые полем или светом. Транспаранты представляют собой пространственные модуляторы или, точнее, пространственные световые ключи, управляющие по заданному временному закону одним или несколькими параметрами светового потока. Жидкие кристаллы являются удобными рабочими веществами для транспарантов ввиду малых управляющих напряжений и потребляемой мощности, хорошего контраста и возможности изготовления транспарантов практически неограниченных размеров.

Так, жидкокристаллический транспарант, управляемый электрическим полем, представляет собой матрицу, составленную из большого числа независимых оптических ячеек. На матрицу нанесены прозрачные металличе-

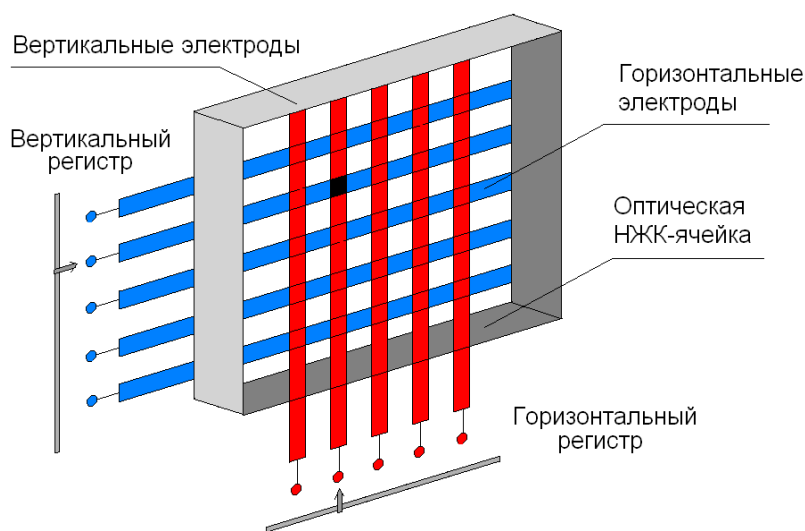


Рис.70

кие электроды в виде полосок, направленных взаимно перпендикулярно на противоположных опорных стеклах (см. рис. 70). При подаче напряжения на

определенную комбинацию вертикальных и горизонтальных полосок выбранные таким способом ячейки изменяют свои оптические свойства. На представленном рисунке переход Фредерикса происходит в ячейке с координатами (2, 4). Если транспарант работает на просвет, то обе опорные поверхности делают прозрачными. Если же транспарант работает на отражение, то одна опорная поверхность делается зеркальной.

Транспаранты, управляемые светом, отличаются от описанных выше тем, что в них жидкокристаллическая ячейка включается последовательно с высокоомным фотослоем (фоторезистором). Прикладываемое к транспаранту постоянное напряжение берется выше напряжения перехода Фредерикса. В отсутствие освещения из-за большого падения напряжения на фотослое напряжения ячейке недостаточно для структурных изменений в ней. Освещение

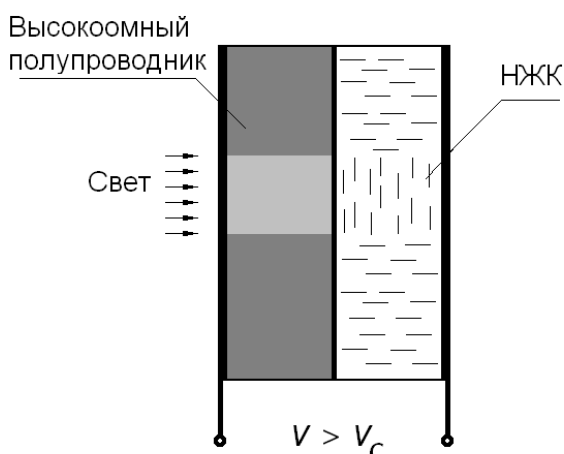


Рис.71

фотослоя повышает его проводимость в местах освещения, и тогда в освещенных точках транспаранта приложенное напряжение перераспределяется в пользу слоя жидкого кристалла. Это вызывает переход Фредерикса и изменение структуры ЖК, что легко обнаружить в проходящем или отраженном свете. Таким образом, изображение на ЖК экране в точности повторяет

световую картинку, спроецированную на его заднюю стенку. Заметим, что если проецируемое на транспарант изображение инфракрасное, то такой транспарант позволяет сделать его видимым.

Жидкокристаллические транспаранты широко используются для формирования двумерных массивов информации, проведения логических операций, преобразования и усиления яркости излучения, перестраиваемой фильтрации изображения и т.д.

5. Устройства отображения информации на жидких кристаллах характеризуются дешевой, низким энергопотреблением, малыми управляющими напряжениями и хорошей технологической совместимостью с интегральными микросхемами. Они используют переход Фредерикса в твист-структуре, а также эффект динамического рассеяния света в *S*-эффекте. Однако эти индикаторы отображают информацию в черно-белом цвете. Индикаторы третьего поколения являются полноцветными. Полноцветные устройства отображения информации созданы на основе эффекта «гость-хозяин» в нематике либо на основе холестерика с электрически регулируемым шагом спирали.

9. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

9.1. Общие сведения о сверхпроводимости

Явление сверхпроводимости обнаружено голландским ученым Камерлинг - Оннесом в 1911 г. при исследовании электрических свойств ртути, находящейся при температуре около абсолютного нуля. Сущность обнаруженного явления заключается в том, что при снижении температуры ниже некоторой критической величины T_C происходит скачкообразное падение сопротивления до предельно низкого значения (рис.72). Это остаточное сопротивление столь мало, что их принимали равными нулю.

Что же в этом явлении необычного? Если следовать классическим представлениям о физических причинах возникновения сопротивления твердого тела (металла), то его зависимость от температуры должна быть линейной и иметь вид:

$$R(T) = R_0(1 + \alpha T) , \quad (9.1)$$

где R_0 - сопротивление твердого тела (металла) при абсолютном нуле температуры, определяемое концентрацией структурных нарушений в решетке рассматриваемого твердого тела; α - коэффициент температурной зависимости сопротивления материала. Природа этого коэффициента



Рис.72.

связана с сопротивлением движению электронов, создаваемым тепловыми колебаниями решетки: последние искажают мгновенную симметрию решетки и поэтому на электроны проводимости рассеиваются на «тепловых нарушениях симметрии». Поскольку реальный материал всегда содержит достаточно большое количество структурных дефектов, то значение R_0 всегда

связана с сопротивлением движению электронов, создаваемым тепловыми колебаниями решетки: последние искажают мгновенную симметрию решетки и поэтому на электроны проводимости рассеиваются на «тепловых нарушениях симметрии». Поскольку реальный материал всегда содержит достаточно

оказывается достаточно большой величиной, но никак не нулем. Эксперимент же указывал на то, что у определенного класса материалов на единичной длине величина $R_0 < 10^{-25}$ Ом. Более того, зависимость (9.1) предполагает линейное уменьшение сопротивления с понижением температуры, тогда как экспериментально на сверхпроводниках она имела пороговый характер.

Детальные исследования широкого класса твердых тел показали, что, невзирая на экзотичный характер исследуемого явления, им обладают около половины всех известных металлов и несколько сотен сплавов. Одновалентные металлы, ферромагнетики, а также металлы, которые при комнатных температурах являются хорошими проводниками, по-видимому, не обладают сверхпроводимостью. Сверхпроводящие же сплавы не обязательно состоят из сверхпроводящих металлов, более того, в их состав могут входить полупроводники (например, $GeTe$, $SrTiO_6$). При комнатных температурах проводимость сверхпроводников обычно ниже, чем у несверхпроводящих металлов.

Оказалось, что значение критической температуры зависит от химического состава проводника.

Сверхпроводящие свойства зависят от типа кристаллической структуры. Изменение типа решетки, например при больших давлениях, может перевести вещество из обычного состояния в сверхпроводящее. Так, кремний и германий переходят в сверхпроводящее состояние при высоких давлениях. Введение в сверхпроводник примеси уменьшает резкость перехода металла в сверхпроводящее состояние (рис.72).

Закономерен вопрос о том, как точно измерить столь малое значение сопротивления металла? Действительно, применение прямых методов в данной ситуации не всегда возможно из-за внесения измерительным прибором в цепь с измеряемым сопротивлением своего входного сопротивления, которое, будучи обычно порядка единиц ома, маскирует измеряемое сопротивление сверхпроводника. Поэтому корректное измерение сопротивления сверхпроводящего состояния твердого тела проводится по

неконтактной методике: путем измерения релаксации магнитного поля, созданного током проводимости в сверхпроводнике. Если сверхпроводник выполнен в виде замкнутого контура, то после возникновения в нем индуцированного тока I_0 с помощью импульса внешнего магнитного поля ток в контуре должен затухать со временем по закону

$$I(t) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{R}{L} t\right),$$

где R - омическое сопротивление контура, L - его индуктивность. Измеряя зависимость от времени магнитного поля, создаваемого током в контуре, можно определить $I(t)$ и, следовательно, R . Результаты исследования показывают, что удельное сопротивление вещества в сверхпроводящем состоянии меньше 10^{-25} Ом·м.

9.2. Теория сверхпроводимости (теория БКШ)

Современное объяснение свойств сверхпроводимости дано с помощью теории, развитой Бардиным, Купером, Шриффером (теория БКШ) и Н. Н. Боголюбовым, а также теории, в разработку которой внесли большой вклад Л. Д. Ландау, А. А. Абрикосов и Л. П. Горьков. Эти теории основаны на квантово-механических представлениях о свойствах твердых тел, описываются с помощью громоздкого математического аппарата, и поэтому здесь приводятся лишь основные физические положения теории БКШ.

Известно, что при низких температурах сопротивление металла определяется рассеянием электронов на неоднородностях кристаллической решетки. Акт рассеяния вызывает локальное смещение ионов решетки полем электрона и появление фонона, который распространяется по кристаллу и может быть поглощен другим электроном. Таким способом два электрона могут оказаться связанными. Как показано Фрелихом, между электронами, обменивающимися фононами, возникают силы притяжения, которые превышают кулоновские силы отталкивания электронов между собой, что

приводит к объединению электронов в пары (**куперовские пары**). Наибольшую вероятность объединения в пары имеют электроны, импульсы и спины которых равны и антипараллельны, а энергии близки к уровню Ферми E_F . Последнее связано с тем, что согласно закону распределения электронов по энергии (статистике Ферми-Дирака) более низкие значения энергии полностью заняты электронами, а более высокие – полностью свободны. Энергия пары связанных электронов оказывается меньше энергии свободных электронов на величину энергии связи и потому такое состояние электронов оказывается энергетически выгодным и потому оно устойчиво.

В результате объединения двух электронов образуются как бы молекулы из двух электронов, обладающие импульсом и спином равными нулю. Для этого объединяются электроны с противоположно направленными спинами. Следовательно, куперовские пары являются бозонами – частицами с целым значением спина. Для бозонов принцип Паули не действует, и потому, стремясь минимизировать полную энергию кристалла, куперовские пары занимают самый низший из возможных уровней энергии – такое энергетическое положение энергетически самое выгодное. Ясно, что этот уровень энергии находится ниже уровня Ферми. Оказавшись на одном уровне энергии, вся совокупность куперовских пар описывается одной волновой функцией и потому может рассматриваться как единая «частица» - «электронный конденсат». Поэтому такое состояние свободных носителей заряда называют **конденсированным**. Пространственная корреляция между электронами куперовской пары (ее геометрические размеры) осуществляется в пределах расстояния ξ , называемого **длиной когерентности**. Это усредненное минимальное расстояние между электронами, на котором фоновое притяжение превышает кулоновское расталкивание электронов. Величина ξ определяет минимальный размер области, в пределах которой возможны существенные изменения в степени упорядоченности объединившихся в пары электронов (в частности, изменение их концентрации). Длина когерентности в чистых сверхпроводниках составляет величину порядка 10^{-6} м. В то же время

расстояние между парами порядка 10^{-8} м, так что внутри объема ξ^3 лежат центры масс примерно 10^6 пар электронов, волновые функции которых перекрываются, следовательно, пары не изолированы друг от друга, а связаны между собой, упорядочены.

Забросить конденсат куперовских пар на более высокий уровень энергии за счет тепловых колебаний решетки уже невозможно: слишком он велик по

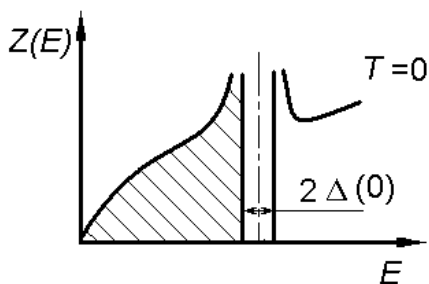


Рис. 73

массе (а значит и инерционности), да и энергия тепловых колебаний мала из-за низкого значения температуры. Поэтому между занятым электронным конденсатом уровнем энергии и первым возбужденным уровнем появляется энергетический зазор.

Это своего рода запрещенная зона энергий, охватывающая сверху и снизу уровень энергии Ферми, величиной, обозначенной как 2Δ (см. рис.73). Типичное ее значение составляет $(0.01 \div 0.1)$ эВ. Эта величина определяется силами взаимодействия между всеми коллективизированными парами и значительно больше энергии связи одной пары, поэтому пара электронов, движущаяся в кристалле, не может получить энергию от решетки. Иными словами, пары электронов не рассеиваются решеткой. Значит, движение куперовской пары через твердое тело осуществляется без взаимодействия с решеткой. Поэтому в данном случае в выражении (9.1) $R_0 = 0$ и, следовательно, сопротивление материала оказывается нулевым.

Наряду со связанными куперовскими парами в кристалле при $0 < T < T_C$ имеется небольшое количество несвязанных электронов на уровнях выше $E_F + \Delta$, которые ведут себя как обычные электроны проводимости. Однако их концентрация крайне мала. По этой причине **сопротивление твердого тела в сверхпроводящем состоянии не равно строго нулю, а является очень малой величиной.**

Состояние сверхпроводимости может быть разрушено тремя способами: увеличением температуры тела до значения выше критического,

увеличением магнитного поля выше критического, увеличением величины, протекающего через сверхпроводник, выше критического значения.

9.3. Поведение сверхпроводников в магнитном поле

Весьма необычно ведет себя сверхпроводник при помещении в постоянное однородное магнитное поле B . При переходе в сверхпроводящее состояние магнитное поле вытесняется из сверхпроводника, который становится идеальным диамагнетиком (эффект Мейснера). На рис. 74 показана конфигурация магнитного поля в случае немагнитного вещества и вещества в сверхпроводящем состоянии. Внешнее магнитное поле индуцирует на поверхности сверхпроводника токи, которые, в свою очередь, создают магнитное поле. Это магнитное поле направлено против внешнего поля и по величине полностью компенсирует внешнее поле во всем объеме тела. Магнитное поле сосредоточивается в тонком слое у поверхности сверхпроводника и спадает по закону:

$$B(r) = B_0 \exp(-r/\lambda),$$

B_0 - индукция поля у поверхности; r - расстояние, отсчитываемое от поверхности вглубь тела; λ - параметр, называемый **глубиной проникновения** - это расстояние, на котором поле уменьшается в e - раз. Ее типичное значение составляет $5 \cdot 10^{-8}$ м.

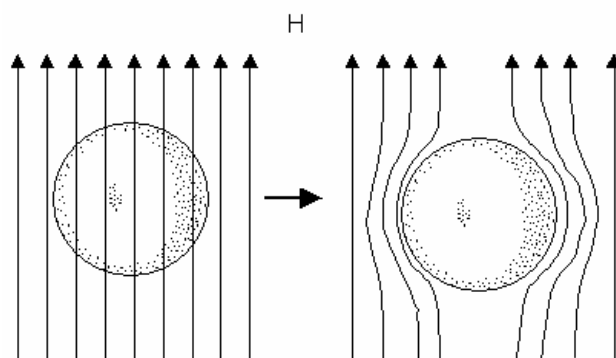


Рис.74

Магнитные свойства существенно зависят от типа сверхпроводника. Различают *сверхпроводники первого и второго родов*. Сверхпроводниками первого рода являются чистые металлы (кроме Nb), сверхпроводниками второго рода – металлы с достаточным количеством дефектов строения (примеси, дислокации и т.д.), а также различные соединения и сплавы. Тип

сверхпроводника зависит от соотношения длины когерентности ξ и глубины проникновения магнитного поля λ . У сверхпроводников первого рода $\chi = \lambda/\xi < 1/2$, у сверхпроводников второго рода $\chi = \lambda/\xi > 1/2$. Параметр χ называется **параметром Гинсбурга – Ландау**. Оба типа сверхпроводников по-разному ведут себя в магнитном поле вблизи критической напряженности H_C .

С ростом напряженности магнитного поля при $T < T_C$ сверхпроводник первого рода скачком переходит в нормальное состояние как только H сравнивается с H_C (см. рис.75). При этом в образцах цилиндрической формы этот переход происходит одновременно по всему объему тела, если поле параллельно оси. В телах более сложной формы или при неоднородном поле с ростом H сначала появляются микроскопические области нормального состояния с размерами порядка 1 мм (в точках, где выполняется условие $H = H_C$) чередующиеся со сверхпроводящими областями - так называемое **промежуточное состояние** - и лишь при $H = H_C$ для всего кристалла сверхпроводник полностью переходит в нормальное состояние.

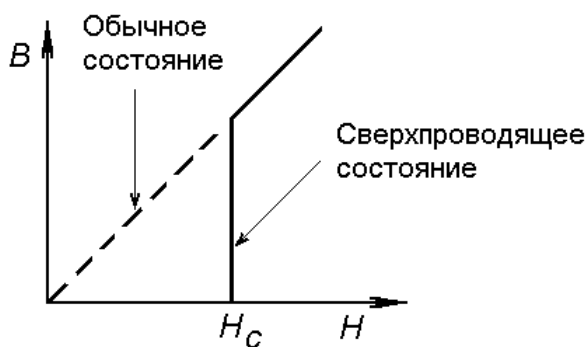


Рис.75

В сверхпроводниках второго рода при увеличении напряженности магнитного поля переход в нормальное состояние происходит постепенно в интервале напряженностей от H_{C1} до H_{C2} , в пределах которого одновременно существуют сверхпроводящая и нормальная фазы

вещества. При $H > H_{C1}$ магнитное поле начинает проникать в кристалл в виде тонких нитей, окруженных вихрями сверхпроводящего тока, каждая из которых несет квант магнитного потока величиной

$$\frac{h}{2e} = 2.07 \cdot 10^{15} \text{ Вб.}$$

Слоистая структура сверхпроводников была подтверждена экспериментально методом порошковых фигур. Радиус нити имеет величину порядка ξ , поле спадает на расстоянии λ от нити, т. е. захватывает значительные участки сверхпроводника. С ростом H концентрация нитей увеличивается, они сближаются и при $H = H_{C2}$ когда расстояние между нитями становится порядка λ , сверхпроводник полностью переходит в нормальное состояние.

На рис. 75 и рис.76 показаны зависимости индукции поля в сверхпроводнике от напряженности внешнего поля (кривые намагничивания). В сверхпроводнике первого рода индукция равна нулю вплоть до $H = H_C$ и затем скачком возрастает в связи с переходом сверхпроводника в нормальное состояние (рис. 75). В сверхпроводнике второго ро-

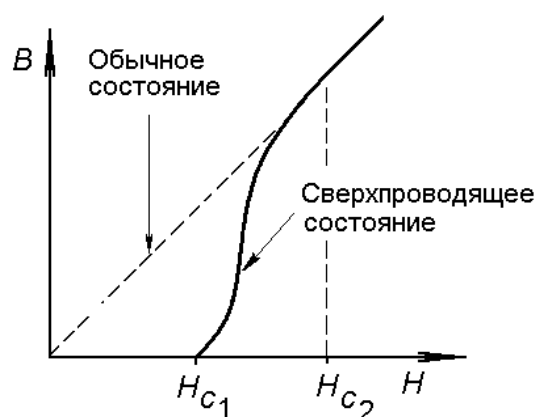


Рис. 76

да этот переход постепенен и происходит на участке $(H_{C1} - H_{C2})$ (рис. 765). При наличии многоатомных дефектов в решетке, главным образом дислокаций, кривая имеет гистерезис, поскольку дефекты препятствуют выходу нитей магнитного поля из сверхпроводника при уменьшении H .

Сверхпроводящее состояние может быть разрушено магнитным полем тока в сверхпроводнике, если этот ток больше критического значения I_C . Для цилиндрических образцов чистого металла выполняется **правило Силсби: ток I_C равен току, при котором поле, создаваемое им, равно H_C** . Для образцов малых размеров (пленок, проволок), а также сплавов поле, создаваемое током H_C , существенно отличается от H_C и сильно зависит от дефектов структуры. С ростом концентрации структурных нарушений в кристаллах сверхпроводников второго рода критический ток в них увеличивается.

9.4. Поведение сверхпроводников в электрическом поле

Для практического применения в твердотельной электронике явления сверхпроводимости важно знать поведение электрических параметров сверхпроводящего состояния при внешних электрических воздействиях. Самым ярким и используемым эффектом сверхпроводящего состояния в электрическом поле является зависимость сопротивления сверхпроводника от температуры (см. рис.72). Однако существуют и другие эффекты, перспективные для создания новых приборов твердотельной электроники. В этой связи рассмотрим наиболее очевидные для использования эффекты.

Эффект Живера. Сущность данного эффекта заключается в возникновении туннельного тока в структуре, составленной из сверхпроводника и металла в нормальном состоянии, соединенных через тонкую окисную пленку. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) контакта сверхпроводник – диэлектрик

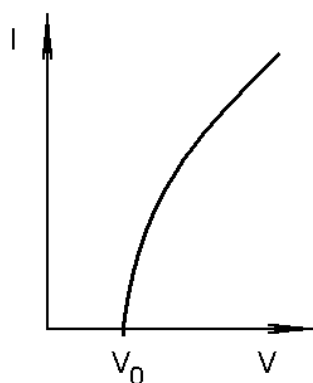


Рис.77

- металл приведена на рис. 77. В состоянии равновесия положение уровней Ферми в металле и в сверхпроводнике совпадают. Тем не менее, обмена между ними электронами сквозь окисную пленку за счет туннельного эффекта нет, поскольку электроны из металла должны переходить в сверхпроводник на свободные энергетические уровни, расположенные на той же высоте, однако в сверхпроводнике на этой высоте находится энергетический зазор 2Δ и потому

там разрешенных уровней нет по определению.

При подаче на сверхпроводник положительного напряжения V все энергетические уровни в нем снизятся на величину eV и напротив уровня Ферми металла окажутся свободные энергетические уровни сверхпроводника, на которые смогут перейти результате туннельного эффекта электроны проводимости металла. Поэтому, начиная с разности потенциалов $V_0 = \Delta/e$, через контакт начнет протекать ток. Следовательно, точка начала

возрастания тока на ВАХ V_0 , и по ней, в частности, можно найти величину половины запрещенной зоны сверхпроводника Δ .

Эффекты Джозефсона. В 1962 г. Б. Джозефсоном были открыты два новых эффекта в сверхпроводниках, послужившие основой для создания ряда особо точных электронных приборов. Эффекты Джозефсона являются проявлением чисто квантово-механических процессов в твердых телах.

Первый из этих эффектов, называемый **стационарным эффектом Джозефсона**, заключается в следующем: с приведением в контакт двух сверхпроводников через слой диэлектрика толщиной менее 1 нм между ними начнет протекать ток в отсутствие внешней разности потенциалов.

Существует еще **нестационарный эффект Джозефсона**. Он обнаруживается также на контакте двух сверхпроводников, но только когда по нему протекает большой ток. Когда ток сквозь контакт превысит некоторую критическую величину I_0 , на контакте появится разность потенциалов величиной V_1 и при этом ток начнет осциллировать с частотой

$$\nu = \frac{2eV_1}{h} = 483.6 \cdot 10^6 \text{ МГц.}$$

Одновременно возникнет генерация монохроматического и когерентного электромагнитного излучения малой мощности (порядка 10^{-12} Вт) на частотах $10^4 - 10^5$ МГц. Эффект возникновения осцилляций называют нестационарным эффектом Джозефсона. Более того, при

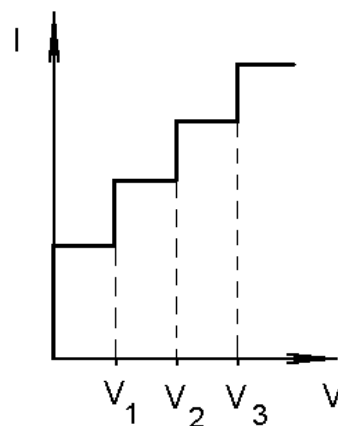


Рис.787

облучении контакта СВЧ-сигналом с частотой ν на ВАХ появляются скачки тока (рис. 787) при напряжениях V_n , для которых выполняется условие:

$$V_n = nh\nu / 2e,$$

где целое число n может принимать значения 1, 2, 3, Тем самым

возможно детектирование внешнего излучения с порогом чувствительности до 10^{-14} Вт, что на два порядка лучше, чем для любого детектора в субмиллиметровой области спектра.

Джозефсоновские переходы изготавливают напылением на стеклянную подложку пленки сверхпроводника (например, олова), окислением ее и последующим напылением второй пленки.

9.5. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости

Основным препятствием к широкому применению сверхпроводящих веществ является необходимость эксплуатации устройств при температурах жидкого гелия, что создает большие технические трудности и не всегда оправдано экономически. Появление сверхпроводников с критическими температурами, близкими к комнатным, привело бы к коренному перевороту в электротехнике.

При фононном механизме образования куперовских пар критическая температура T_C примерно в десять раз меньше температуры Дебая. Поскольку эта температура не превышает 400 К, то значение T_C не может превышать 40 К. Для заметного повышения критической температуры необходимо синтезирование структур, в которых образование электронных пар не было бы связано с обменом фононами. Теория таких структур разработана, однако практическая реализация является проблематичной.

В апреле 1986 года опубликована работа швейцарских ученых Беднорца и Мюллера «Возможность высокотемпературной сверхпроводимости в системе Ва-La-Cu-O». В ней сообщалось об обнаружении резкого падения сопротивления керамики указанного типа при температурах около 35 К. Это на целых 13 К выше, чем у самого ранее известного сверхпроводника (23.2 К у Nb_2Ge). Эта работа фактически открыла новую эпоху в исследовании сверхпроводимости: эпоху **высокотемпературной сверхпроводимости**.

В течение короткого времени указанная керамика была исследована и сделан однозначный вывод: за явление высокотемпературной сверхпроводимости ответственна фаза $La_{2-x}Sr_xCuO_4$. Вскоре появилось сообщение о сверхпроводящих свойствах керамики $Y-Ba-Cu-O$ с критической температурой $T_C = 92$ К. Вскоре была синтезирована так называемая «система 123»: $A Ba_2Cu_3O_7$. Критическая температура этой системы составляла около 95 К и незначительно изменялась в зависимости от природы используемого в данном окисном соединении металла A . В качестве металла A может

использоваться иттрий или любой из лантанидов, например, Gd, Ho, Pr, Lu и т.д. На рис. 79 представлена кристаллографическая структура элементарной ячейки соединения $Y Ba_2Cu_3O_7$. Отметим наличие в ней двух плоскостей, содержащих атомы меди и кислорода ($Cu-O$), показанных двумя стрелками. Эти плоскости расположены перпендикулярно главной оси симметрии ячейки и вытянуты вдоль цепочек, составленных из $Cu-O$. Предполагается, что именно эти образования ответственны за возникновение сверхпроводимости. Замечено, что чем

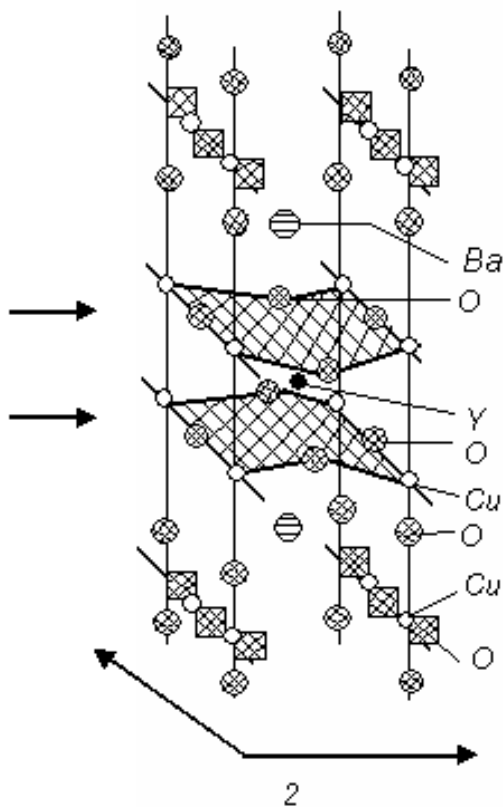


Рис.79

больше этих плоскостей в элементарной

ячейке, то тем выше критическая температура сверхпроводящего состояния.

Таким образом удалось повысить температуру сверхпроводящего состояния с температур жидкого гелия и жидкого водорода до температур жидкого азота ($T=77$ К), что из-за доступности и низкой цены этого хладагента принципиально решает вопрос о практическом применении сверхпроводников в массовых масштабах.

9.6. Применение сверхпроводимости в твердотельной электронике

Явление сверхпроводимости все шире применяется в технике. Этому способствуют, во-первых, возрастающая потребность в создании экономических линий передачи сигналов и энергии и, во-вторых, разработка совершенной и экономичной аппаратуры для получения сверх быстросрабатывающих приборов с новыми функциональными возможностями.

Эффект падения сопротивления сверхпроводника позволяет создавать линии связи без потерь энергии. Наличие эффекта Мейсснера в сверхпроводниках позволяет создавать идеальные магнитные экраны. Разрабатываются высокочувствительные болометры в инфракрасном диапазоне (с чувствительностью до 10^{-12} Вт), основанные на большой крутизне изменения сопротивления dR/dT при критических температурах в сверхпроводниках. В вычислительной технике используются высокоскоростные (до 10^{-9} с) сверхпроводящие переключатели - **криотроны**, представляющие собой две проволоки с разными величинами напряженностей критических полей H_C . Слабым током, пропускаемым сквозь проволоку с большой величиной H_C , создается магнитное поле, переводящее провод с меньшим значением H_C из сверхпроводящего в нормальное состояние, и, следовательно, так можно управлять протекающим по нему током.

Открытие эффектов Джозефсона привело к созданию ряда точных электронных устройств, в частности детекторов излучения в инфракрасном диапазоне, СВЧ-генераторов малого объема ($\sim 10^{-13} \text{ м}^3$) в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах с высокой чистотой спектра, широким диапазоном частот и простым механизмом перестройки. Возможно также создание переключателей в логических схемах, высокочувствительных магнитометров (с использованием зависимости I_0 от H), гальванометров, смесителей частоты. У этого явления большое будущее для создания принципиально новых электронных приборов и устройств.

10. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

В настоящее время достаточно четко просматриваются три перспективных направления развития твердотельной электроники на ближайшие годы: использование для создания приборов и устройств электроники новых материалов; применение новых физических явлений и принципов; дальнейшая миниатюризация приборов за счет использования квантовых эффектов в твердом теле.

Новые материалы. Применение новых материалов для создания элементов твердотельной электроники способно существенным образом способствовать развитию этой области науки. Так, изготовление генераторов оптического излучения и фотоприемных элементов на основе гетеропереходов (*p-n*-переходы, полученные на основе полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны), создать систему «приемник-передатчик» на оптимальной длине волны для заданного оптического тракта. Это происходит за счет получения узкой спектральной характеристики обоих элементов связи, а также за счет возможности управления спектральной характеристикой в широком диапазоне длин волн.

Широкие возможности в области совершенствования элементной базы электроники и создания новых приборов сулит также использование нового типа полупроводникового материала: сверхрешеток, получаемых из тонких 100-ангстремных слоев полупроводниковых материалов с различной шириной запрещенной зоны. Подбором свойств исходных полупроводников можно получать многослойную структуру, которая будет иметь желаемую ширину запрещенной зоны.

Новые физические явления и принципы – электронная и оптическая синергетика для создания сверхскоростных бистабильных элементов; высокотемпературная сверхпроводимость; голографические оптические методы записи информации в кристаллах; переходы металл-полупроводник; использование эффекта фотонного эха; использование свойств «голубой» фазы

в жидких кристаллах; использование нелинейных свойств жидких кристаллов для преобразования оптического излучения; применение твердотельных автоволн для создания пространственно-временных модуляторов излучения.

Разработка новых технологий. На этапе становления электроники (первые лет 15) основными направлениями ее развития были формирование номенклатуры базовых элементов и их реализация в виде дискретных приборов. Дальнейший прогресс этой области науки связан с переносом центра внимания на создание функционально сложных и конструктивно законченных приборов, устройств, систем. Именно в них наиболее полно проявляются преимущества биоэлектроники перед микроэлектроникой. Особенно глобальные изменения в твердотельной оптоэлектронике будут связаны с использованием идей и технологии нового направления в микроэлектронике – наноэлектроники (электроники атомного уровня), которое принципиальным образом изменит всю элементную базу электроники, конструкторские подходы к созданию электронных устройств и систем.

11. ЛИТЕРАТУРА

1. Епифанов Ю.И. Физические основы микроэлектроники. – М.: Высшая школа, 1971. – 388 с.
2. Солимар Л., Уолш Д. Лекции по электрическим свойствам материалов. Пер. с англ. С.И. Баскакова. – М.: - Мир, 1991. – 501 с.
3. Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. Полупроводниковые гетеропереходы. Пер. с англ. Под ред. Ю.В. Гуляева. – М.: Сов. Радио, 1979. – 227 с.
4. Жеребцов И.П. Основы электроники. – Л-д: Энергоатомиздат, 1989. – 352 с.
5. Шалимова К.В. Физика полупроводников. – М.: Энергия. - 1991, - 416 с.
6. Панков Ж. Оптические переходы в полупроводниках. – М.: Мир, 1973. – 393 с.
7. Пикин С.А., Блинов Л.М. Жидкие кристаллы. – М.: Наука, 1982. – 207 с.
8. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Том 1. Пер. с англ. Под ред. Р.А. Суриса. – М.: Мир – 1984. – 453 с.