

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования
Ульяновский государственный технический университет

Учебное пособие

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ЭЛЕКТРОНИКИ**

Составитель
Базир Г. И.

Ульяновск
2006

УДК 53 (075)
ББК 32.85 Я7
Ф 50

Рецензенты: кандидат физико-технических наук, заведующий кафедрой «Общей физики» УлГПУ им. И.Н.Ульянова В.В. Шишкарев, кафедра «Общей физики» УлГПУ им. И.Н.Ульянова.

Утверждено редакционно-издательским
Советом в качестве учебного пособия

Физические основы электроники: учебное пособие / Г. И. Базир –
Ф50 Ульяновск: УлГТУ, 2006 – 61 с.

ISBN 5-89146-900-0
ISBN 978-5-89146-900-0

Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по специальности 21040665 «Сети связи и системы коммутации», 21040465 «Многоканальные телекоммуникационные системы».

В пособие включены такие разделы, как переходы в полупроводниках и полупроводниковых структурах, физика полупроводниковых оптоэлектронных приборов, основы физики сверхпроводимости и криоэлектроники. Пособие представляет расширенный курс лекций, читаемых на радиотехническом факультете УлГТУ для студентов специальности 21040665 «Сети связи и системы коммутации», 21040465 «Многоканальные телекоммуникационные системы».

УДК 53(075)
ББК 32.85 Я7

Учебное издание

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОНИКИ

Учебное пособие
Составитель Базир Геннадий Иванович
Редактор Виничук О. В.

Подписано в печать 15.12.2006. Формат 60×84/16.
Бумага офсетная. Печать трафаретная.
Усл. печ. л. 7,18.
Тираж 100 экз. Заказ

Ульяновский государственный технический университет.
432027, Ульяновск, Сев. Венец, 32.
Типография УлГТУ, 432027, Ульяновск, Сев. Венец, 32.

ISBN 5-89146-900-0
ISBN 978-5-89146-900-0

© Г.И. Базир, составление, 2006
© Оформление. УлГТУ, 2006

ОГЛАВЛЕНИЕ

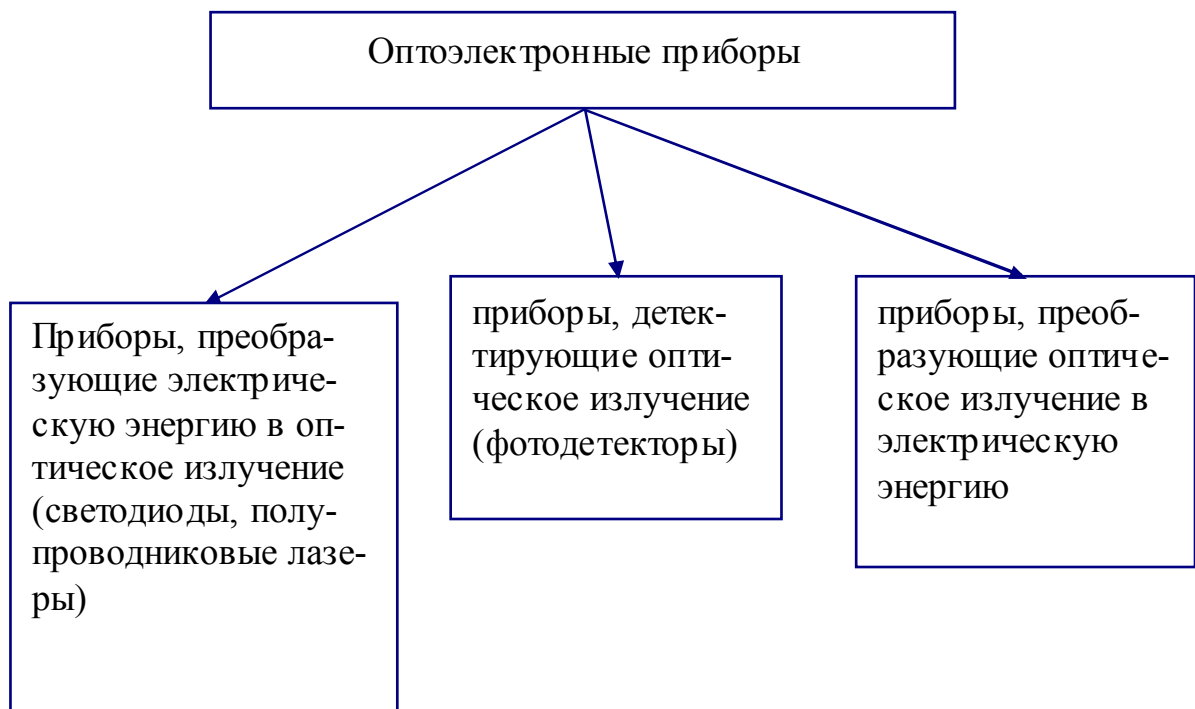
ВВЕДЕНИЕ.....	5
Излучательные переходы в полупроводниках.....	5
Спектры излучения.....	7
Эффективность люминесценции.....	8
Методы возбуждения люминесценции.....	10
Светодиоды видимого диапазона.....	11
Материалы для светодиодов видимого диапазона.....	11
Внутренний и внешний квантовый выход.....	12
Конструкция и технология изготовления.....	12
Основные характеристики и параметры.....	16
Спектральная характеристика светодиода.....	18
Полупроводниковые лазеры.....	19
Конструкция и изготовление полупроводниковых лазеров.....	20
Основные характеристики и параметры инжекционных лазеров.....	24
Электролюминесцентные порошковые излучатели (ЭПИ).....	26
Основные характеристики и параметры ЭПИ.....	27
Электролюминесцентные пленочные излучатели (ЭПЛИ).....	28
Основные характеристики и параметры ЭПЛИ.....	29
Фоторезист тор.....	29
Принцип действия.....	29
Технология изготовления и конструкция.....	30
Основные характеристики и параметры.....	30
Фотодиоды.....	31
Фотодиоды на основе металл-полупроводник.....	34
Контакт металл-полупроводник.....	36
Фотодиоды на основе гетероперехода.....	38
Полупроводниковые фотоэлементы.....	40
Основные характеристики и параметры.....	40
Фототранзисторы и фототиристоры.....	42
Биполярные фототранзисторы.....	42
Фототиристоры.....	44
Приемники проникающей радиации корпускулярно-преобразовательные при- боры.....	44
Взаимодействие частиц высокой энергии и проникающей радиации с полупроводником.....	44
Приемники проникающей радиации на основе поликристаллических полупроводников.....	46
Приемники проникающей радиации на основе монокристаллов.....	47
Атомные электроэлементы.....	48
Оптроны.....	49
Термисторы.....	53
Термисторы прямого подогрева.....	53
Принцип действия термисторов с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления.....	53

Характеристики и параметры термисторов прямого подогрева.....	55
Сверхпроводимость.....	60
Квантование магнитного потока.....	62
Эффекты Джозефсона.....	62
Стационарный эффект.....	64
Нестационарный эффект.....	64
Эффект Мейснера-Оксенфельда.....	65
Сверхпроводящие квантовые интерферометры (сквиды).....	65
Применение слабой сверхпроводимости.....	75

ОПТОЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ

ВВЕДЕНИЕ

К оптоэлектронным приборам относятся приборы, в которых основные процессы протекают с участием квантов света – фотонов.



Рассмотрим по отдельности каждую группу таких приборов.

Излучательные переходы в полупроводниках

Светодиоды, полупроводниковые лазеры принадлежат к классу люминесцентных приборов. Люминесценцией называется оптическое излучение, возникающее в результате электронного возбуждения материала (имеющее неравновесную природу).

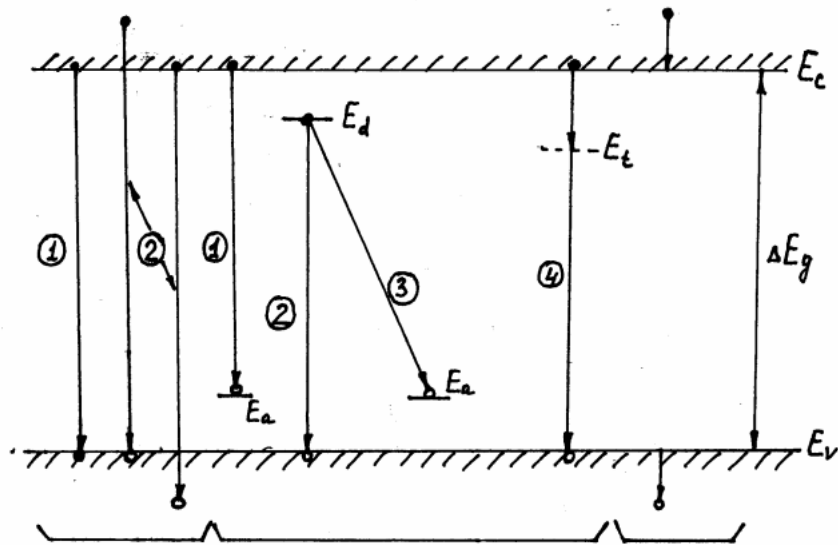
Оптический диапазон ультрафиолетовая (УФ) – 0.4 – 0.01 мкм, видимая и ИК – 0.7 – 10 мкм – области спектра электромагнитного излучения.

В зависимости от источника энергии возбуждения люминесценцию можно разделить на:

1. фотолюминесценцию – возбуждение оптическим излучением;
2. катодолюминесценция – возбуждение под действием пучка электронов;
3. радиационную люминесценцию – возбуждение частицами высоких энергий (кроме электронов);
4. электролюминесценцию – возбуждение оптического излучения электрическим полем или током.

Мы в основном будем рассматривать электролюминесценцию и, прежде всего, инжекционную электролюминесценцию, которая представляет собой оптическое излучение, возникающее при инжекции неосновных носителей заряда в области полупроводникового р-п перехода, где имеют место излучательные переходы.

Основные переходы в полупроводнике:



Переходы можно классифицировать следующим образом:

I – межзонные переходы, вызывающие:

- 1) – собственное излучение с энергией близкой к ΔE_g , которое может сопровождаться возбуждением фотонов или экситонов;
- 2) – излучение с более высокой энергией с участием «горячих» носителей, которое может быть связано, например, с лавинным пробоем.

II – переходы с участием химических примесей или физических дефектов:

- 1) – E_C и E_a ;
- 2) – E_d и E_V ;
- 3) – E_d и E_a ; (межпримесное излучение);
- 4) – через «глубокие» уровни.

III – внутризонные переходы, которые вызывают излучение, иногда называемое тормозным, и которые протекают с участием «горячих» носителей.

Не все переходы могут возникать в одном и том же материале и при одних и тех же условиях, и не все из них являются излучательными.

Эффективным с точки зрения люминесценции является такой материал, в котором излучательные переходы преобладают над безизлучательными.

Спектры излучения

Существуют три типа взаимодействия между фотонами и электронами в твердом теле:

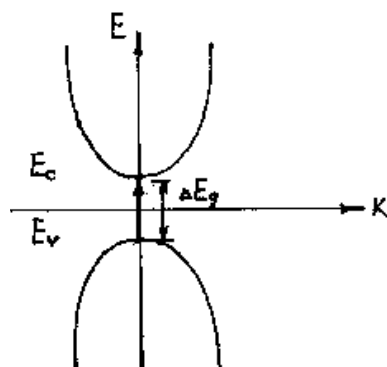
1. Фотон может поглотиться в результате перехода электрона из заполненного состояния V-зоны в свободное состояние E_C .
2. Фотон может стимулировать излучение подобного себе фотона, вызывая переход электрона из заполненного состояния C-зоны на свободные состояния V-зоны.
3. Спонтанные обратные переходы электронов из C-зоны на свободные состояния V-зоны.

В основе теории оптических межзонных переходов лежит так называемое правило К – отбора. K_1 – волновой вектор, волновой функции V-зоны, K_2 – волновой вектор, волновой функции C-зоны, должны различаться на волновой вектор фотона, т.е. $\langle M \rangle = 0$ ($\langle M \rangle$ - матричный элемент перехода).

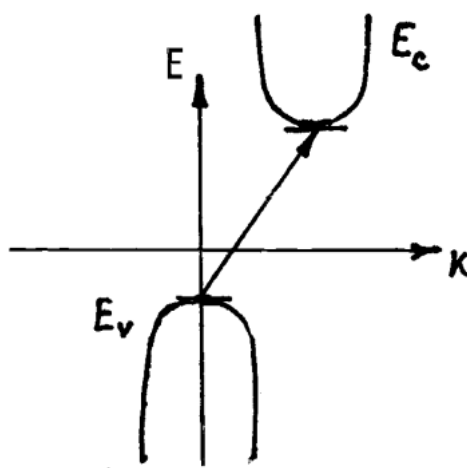
Поскольку волновой вектор электрона превосходит волновой вектор фотона, правило К-отбора записывают, обычно, в виде равенства:

$$\vec{K}_1 = \vec{K}_2 .$$

Разрешенными являются переходы, при которых начальное и конечное состояния характеризуются одинаковыми волновыми векторами. Такие переходы называют «прямыми» или «вертикальными».



Если минимум С-зоны и максимум V-зоны не соответствуют одному и тому же значению K , то для сохранения квазиимпульса при переходах необходимо участие фонона. Такие переходы называют «непрямыми».

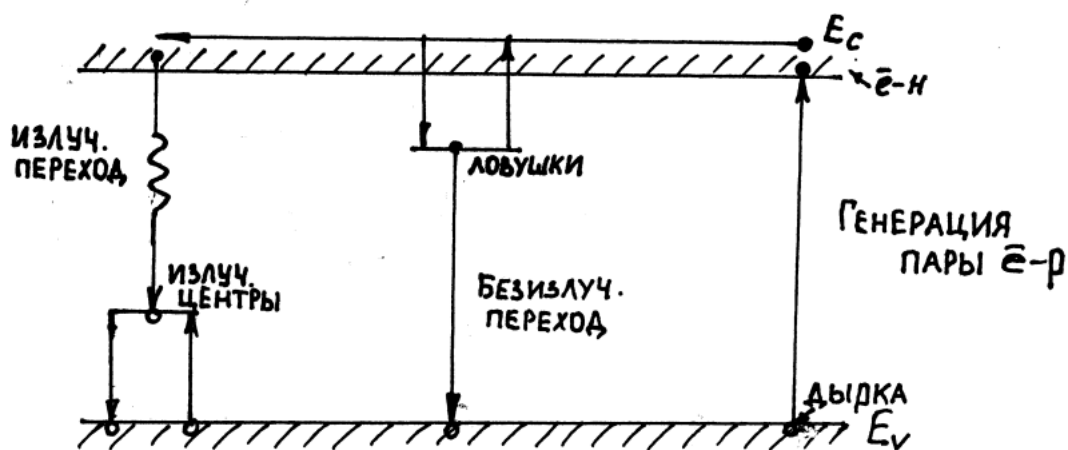


Возможна ситуация с излучением фонона и с его поглощением.

Введение в полупроводник примесей приводит к возмущению волновых функций и матричных элементов перехода, вследствие чего правило К-отбора не выполняется. Поэтому в обычно рассмотренных случаях наблюдаются «запрещенные» переходы, и матричный элемент зависит от энергии фотона.

Эффективность люминесценции

При заданной энергии возбуждения наряду с излучательной рекомбинацией протекают конкурирующие безизлучательные процессы.



Квантовая эффективность люминесценции определяется как отношение числа возбужденных носителей, дающих вклад в излучение, к полному числу носителей, участвующих в рекомбинации, и может быть выражена:

$$\eta_q = \frac{R_r}{R} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_{nr} + \tau_r}, \quad (1)$$

где τ_r и τ_{nr} – времена жизни излучательной и безизлучательной рекомбинации соответственно, а R_r и R – скорости излучательной и полной рекомбинации.

Для полупроводниковых слоев р-типа скорость рекомбинации и время жизни связаны соотношением:

$$R = (n - n_0) / \tau. \quad (2)$$

Аналогично для слоев n-типа:

$$R = (p - p_0) / \tau, \quad (3)$$

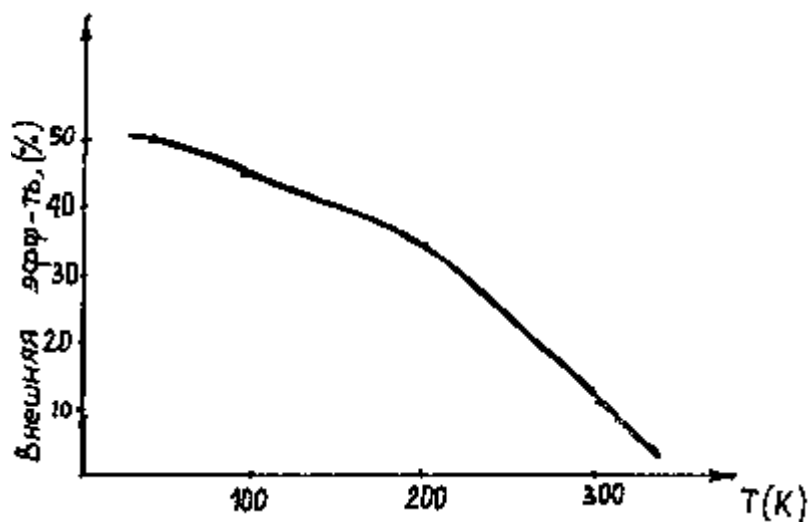
где n_0 и p_0 – равновесная концентрация электронов и дырок, а n и p – электронная и дырочная концентрации при оптическом возбуждении.

Время жизни τ неосновных носителей дается выражением:

$$\tau = \frac{\tau_r \cdot \tau_{nr}}{\tau_{nr} + \tau_r}. \quad (4)$$

Из (1) видно, что для обеспечения высокой квантовой эффективности время жизни должно быть мало.

Эффективность является функцией температуры – с увеличением температуры эффективность уменьшается (смотри график).



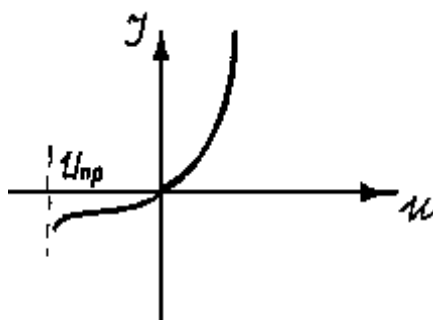
Методы возбуждения электролюминесценции

К способам, которыми можно возбуждать электролюминесценцию, относятся:

- 1) межзонное (собственное) возбуждение;
- 2) лавинное возбуждение;
- 3) возбуждение при туннелировании и инжекции.

1. Обеспечивается при воздействии переменного электрического поля на порошкообразный полупроводник, впрессованный в диэлектрик (пластмассу или стекло). Электролюминесценция имеет место при $f \sim$ звуковых (f-частота). Ее эффективность мала ($<1\%$). Основными механизмами при этом является ударная ионизация ускоренных электронов или полевая эмиссия электронов с ловушек.

2. достигается смещением р-п-перехода или контакта металл-полупроводник (диод Шоттки) в обратном направлении в область лавинного пробоя.



Электронно-дырочные пары, возникающие при ударной ионизации, могут вызвать излучение за счет межзонных (лавинное излучение) и внутрizonных (тормозное излучение) переходов.

3. Электролюминесценция может быть также результатом туннелирования в область прямо-смещенного и обратно-смещенного диода (перехода).

Наиболее важным методом возбуждения электролюминесценции является инжекционный. При прямом смещении на p-n-переходе инжекция неосновных носителей может привести к эффективной излучательной рекомбинации, т. к. в этом случае электрическая энергия непосредственно преобразуется в фотоны.

Светодиоды видимого диапазона

Светодиоды – это p-n-переходы, которые при прямом смещении могут испускать спонтанное излучение в ультрафиолетовой (УФ), видимой и инфракрасной (ИК) областях электромагнитного спектра.

Материалы для светодиодов видимого диапазона

Поскольку глаз чувствителен только к свету с энергией $h\nu \geq 1,8$ эВ ($\sim 0,7$ мкм и до $\sim 0,4$ мкм), то полупроводники, которые могут быть использованы для создания светодиодов видимого диапазона, должны иметь ширину запрещенной зоны ΔE_g больше этого значения: A_2B_6 , A_3B_5 и т. д. Материалы группы A_3B_5 : GaAs, GaP и т. д., а также твердые растворы типа $GaAs_xP_{1-x}$, где $0 < x < 1$. Материалы группы A_2B_6 : CdS, ZnS, ZnSe и т. д.

Так же возможно использование карбида кремния (SiC). Очень перспективен нитрид галлия (GaN), который имеет большую ширину запрещенной зоны $E = 3,4$ эВ, и поэтому энергии квантов света, возникающих в этом материале при рекомбинации носителей заряда, могут перекрывать всю видимую область спектра.

Внутренний и внешний квантовый выход

Внутренний квантовый выход – отношение числа излученных фотонов к числу рекомбинированных пар носителей:

$$\eta_{внутр} = \frac{N_{\Phi}}{N_{пар}} \quad (5)$$

В идеале $\eta_{внутр} = 100\%$, но из-за наличия безизлучательных переходов реально он меньше (и значительно).

Наилучшими с точки зрения $\eta_{внутр}$ являются светодиоды из GaAs ($\eta_{внутр}$ близок к 100%). В светодиодах на основе других материалов $\eta_{внутр}$ меньше значительно, но и при таких значениях этого достаточно для практического использования. Аналогично $\eta_{внутр}$ определяется и внешний квантовый выход $\eta_{внеш}$. Внешний квантовый выход – отношение числа фотонов, вышедших из светодиода, к числу излученных фотонов:

$$\eta_{внеш} = \frac{N}{N_{\Phi}} \quad (6)$$

Конструкция и технология изготовления

Даже при высоком внутреннем квантовом выходе внешний квантовый выход светодиодов оказывается значительно ниже, т. к. из-за высокого показателя преломления полупроводника большая часть квантов света испытывает полное внутреннее отражение на границе раздела полупроводника с окружаю-

шим воздухом. После отражения может происходить поглощение квантов света.

Через границу раздела может проходить небольшая часть света, падающая на границу раздела под углом, меньшим угла полного внутреннего отражения $\alpha_{кр}$.

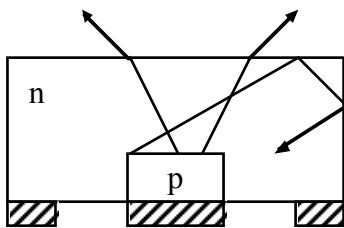
$$\alpha_{кр} = \arcsin\left(\frac{1}{n_r}\right),$$

где $\alpha_{кр}$ – абсолютный показатель преломления света в полупроводнике.

Как правило, $\alpha_{кр}$ меньше 10-16 градусов.

Возможные конструкции светодиодов:

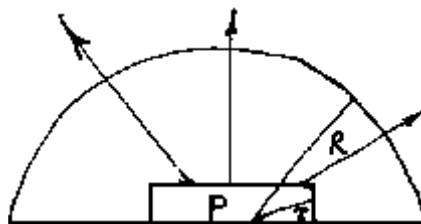
А) Простейшая плоская структура:



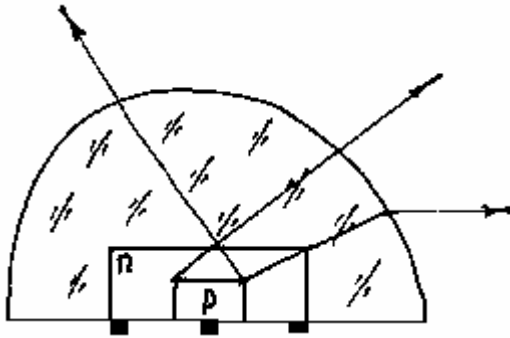
Имеет очень низкий внешний квантовый выход (~сотых долей всех квантов света).

Внешний квантовый выход удастся увеличить, если использовать более сложные конструкции:

Б) Полусферический монокристалл полупроводника:



В) Плоская с прозрачным полусферическим покрытием:



В светодиодах с полусферической структурой для всей поверхности α - угол падения меньше $\alpha_{кр}$ при большом отношении радиусов R и r , то есть при:

$$\frac{R}{r} \geq \frac{n_r}{n_{cp}}$$

где n_r – абсолютный показатель преломления полупроводника, а n_{cp} абсолютный показатель преломления среды, окружающей светодиод.

В светодиодах типа Б) несколько возрастают потери света из-за поглощения в самом полупроводнике из-за увеличения длины пути квантов. Тем не менее их $\eta_{внутр}$ на порядок выше, чем у планарных светодиодов.

Значительно проще технология изготовления светодиодов с прозрачным полусферическим покрытием из стекла или пластмасс с высоким показателем преломления для увеличения $\alpha_{кр}$ в полупроводнике.

Для увеличения $\eta_{внеш}$ применяют различные просветляющие покрытия внешней поверхности светодиодов – прозрачные слои вещества толщиной в $\lambda/4$ с показателем преломления, равным $\sqrt{n_r}$.

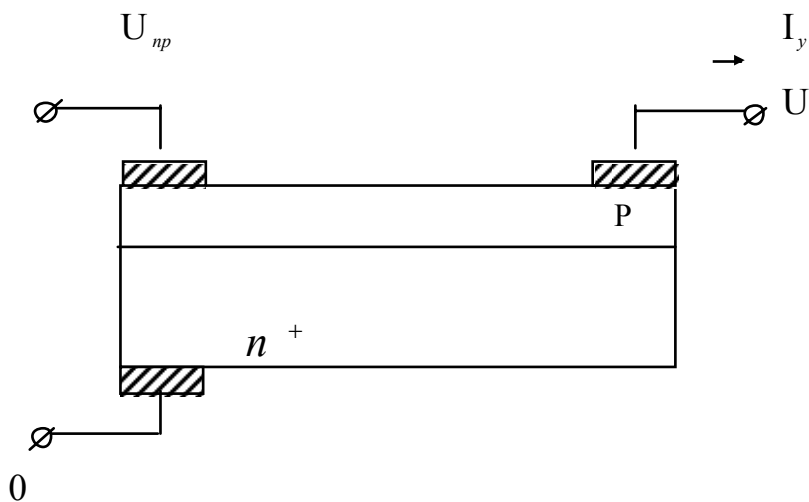
Просветляющие покрытия увеличивают $\eta_{внеш}$ примерно в 1,5 раза вне зависимости от структуры светодиода.

Можно применять многослойные просветляющие покрытия для увеличения $\eta_{внеш}$, но это усложняет технологию изготовления светодиодов.

Площадь излучающего р-п-перехода примерно равна 1 мм^2 ; ток питания I имеет величину порядка 10-50 мА.

Светодиоды могут иметь один переход или несколько переходов (матричные светодиоды).

Разновидностью светодиода является светодиод с управляемой геометрией светящегося поля (управляемый светодиод).



Область n-типа низкоомна и поэтому является эквипотенциальной. Область p-типа сравнительно высокоомна и поэтому, при приложении внешних напряжений не будет эквипотенциальной. Распределение потенциала в р-области будет зависеть от напряжения, поданного на управляющий электрод, а от напряжения, поданного на управляющий электрод, будет зависеть и размер светящегося поля.

Такие светодиоды могут быть использованы в качестве индикаторов настройки транзисторных приёмников, в качестве различных шкал и т. д.

Основной метод формирования p-n-переходов при создании светодиодов на основе GaP и GaAs – метод эпитаксии:

а) жидкофазная эпитаксия; б) газофазная эпитаксия.

В SiC чаще используется метод диффузии примесей. Гораздо реже используются методы планарной технологии, позволяющие получать p-n-переходы различной конфигурации.

Основные характеристики и параметры

1. Яркость излучения (В).

В системе СИ единица измерения яркости Кд/ м² (кандела на квадратный метр).

Это яркость источника излучения, каждый квадратный метр излучающей поверхности которого имеет в данном направлении силу света, равную одной канделе.

$$B = \frac{\Delta I}{\Delta S \cos \varphi},$$

где φ – угол между нормалью к излучающей поверхности ΔS и направлением, по которому дифференцируется яркость.

«Основной» прибор для определения яркости – человеческий глаз.

Для глаза вводится понятие видности:

$$V = \frac{\Phi}{\Phi_0},$$

где Φ – световой поток (то есть оцениваемый нашим глазом); Φ_0 – полный световой поток.

Единицей измерения видности в системе СИ: $[V] = [\text{Лм/Вт}]$ (люмен на ватт). V – величина, позволяющая переходить от световых величин к энергетическим.

Глаз человека по-разному реагирует на излучения разных длин волн.

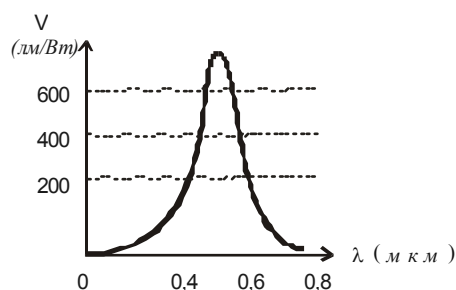


Рисунок 1. Яркостная характеристика светодиода

«Мах» видность наблюдается при $\lambda=554$ нм (зеленая область) составляет 683 Лм/Вт.

Излучающий прибор, который всю свою энергию отдает в виде излучения с $\lambda=554$ нм, обладает наибольшей яркостью и экономичностью при использовании светодиодов для визуального отображения информации.

Однако область применения светодиодов широка, и в ряде случаев (напр.: запись информации, передача светового сигнала и т. д.), яркость не является основным параметром светодиода.

2. Яркостная характеристика.

Светодиод, р-п-переход которого включен в прямом направлении, обладает относительно малым сопротивлением. Поэтому светодиоды следует считать токовыми приборами, питаемыми от генераторов тока.

Зависимость яркости от проходящего через светодиод тока:

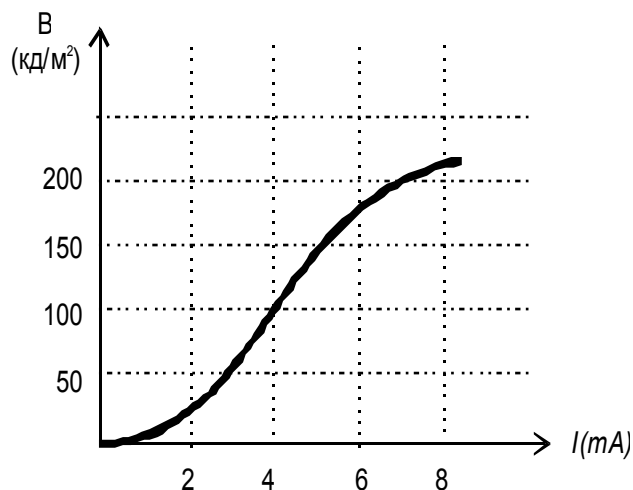


Рисунок 2. Яркостная характеристика светодиода

Вид характеристики дифференцируется структурой р-п-перехода и зависит от слоя или места, в котором происходит рекомбинация носителей (р-п-переход, сильнолегированная или слаболегированная область, прилегающая к р-п-переходу).

Анализ характеристики:

а) Токи малы.

Излучения быть не должно вплоть до напряжения на светодиоде, равного энергии излучаемого кванта света, следовательно, начальный участок нелинеен;

б) Токи велики.

Характеристика сублинейна, так как при больших плотностях тока j в слое, где происходит рекомбинация носителей, будет существенное отклонение от равновесного состояния, что, в свою очередь, будет приводить к увеличению вероятности безизлучательной рекомбинации или рекомбинации с излучением квантов энергии, не соответствующих энергии квантов видимого света.

Оптимальный режим – дифференцирование видом его яркостной характеристики и наоборот, при конструировании светодиода определенного назначения необходимо создать определённую структуру р-п-перехода для обеспечения «max» квантового выхода в соответствующем диапазоне плотностей тока j .

3. Нижний и верхний диапазоны рабочих напряжений.

Нижний – определяется энергией излучения квантов.

Верхний – определяется допустимой рассеиваемой мощностью, его значение зависит от контактной разности потенциалов φ_k р-п-перехода и сопротивления базы диода.

Светодиод – прибор, управляемый током, правильнее было бы говорить и о рабочем диапазоне токов.

Однако диапазон рабочих напряжений (особенно верхний предел), важен с точки зрения выбора источника питания для этого прибора.

Спектральная характеристика светодиода

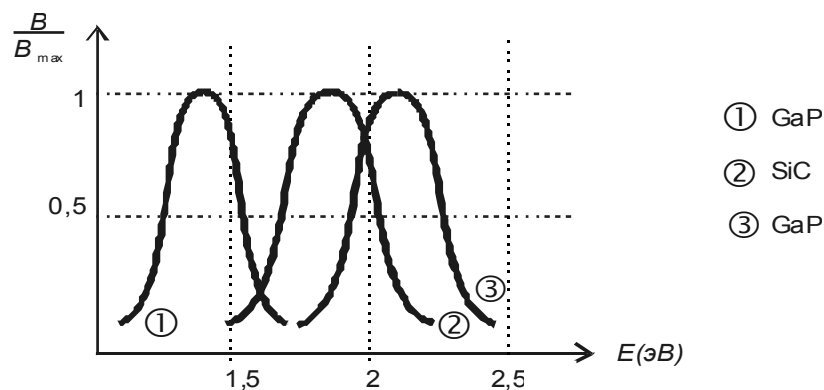


Рисунок 3. Спектральная характеристика светодиода

4. Вольт-амперная характеристика светодиода.

ВАХ светодиода аналогична ВАХ обычной диодной структуры.

5. Инерционность светодиода

Характеризуется временем разгорания и затухания электролюминесценции при импульсном возбуждении светодиода, которые принято измерять между яркостями 0,1 и 0,9 от максимальной.

Инерционность может определяться временем перезаряда барьерной емкости $C_{бар}$ и процессами накопления и рассасывания неосновных носителей заряда.

τ мало для большинства светодиодов и составляет величину $\tau \approx 10^{-1} \div 10^{-2}$ мкс.

6. КПД или эффективность светодиода.

Зависит от внутреннего квантового выхода и конструкции светодиода.

Полупроводниковые лазеры

Полупроводниковый лазер – это излучающий полупроводниковый прибор, предназначенный для непосредственного преобразования электрической энергии или энергии некогерентного излучения в энергию когерентного излучения.

В полупроводниковых лазерах или ОКГ (оптический квантовый генератор) излучение, так же, как и в светодиодах, порождается рекомбинацией электронов и дырок. Однако, в отличие от светодиодов, эта рекомбинация вынужденная. Излучение при вынужденной рекомбинации получается когерентным.

Для преобладания вынужденной рекомбинации над поглощением квантов света необходимо, чтобы верхние энергетические уровни были более заполнены электронами, чем нижние (реализуется состояние инверсии населенности).

Инверсную населенность можно создать:

1. С помощью инжекции носителей заряда при прямом включении р-п-перехода;

2. Путем электронного возбуждения (бомбардировка полупроводника пучком быстрых электронов);
3. С помощью оптической накачки;
4. Путем использования эффектов сильного электрического поля, то есть лавинного умножения носителей заряда или туннелирования электронов.

Наиболее интересным с практической точки зрения является первый тип создания инверсной населённости. Поэтому рассмотрим инжекционные лазеры.

Конструкция и технология изготовления инжекционных лазеров

Инверсную населенность в инжекционных лазерах с р-п-переходом можно получить, если одна из областей диодной структуры является вырожденной, то есть содержит большую концентрацию примеси.

При прямом включении р-п-перехода прямой ток состоит из двух составляющих – электронной и дырочной. Чем больший ток проходит через р-п-переход, тем с большим запасом выполняется условие инверсной населенности.

Минимальный ток, при котором начинает преобладать вынужденная рекомбинация, называется **пороговым током**.

Если ток, проходящий через р-п-переход, больше порогового, то р-п-переход является усиливающей средой для света, распространяющегося в плоскости р-п-перехода. Число актов вынужденной рекомбинации можно увеличить, если обеспечить прохождение каждого кванта света несколько раз в плоскости р-п-перехода. Для этого две противоположные грани монокристалла полупроводника делают строго параллельными и тщательно полированными.

Подобные действия обеспечивают (без металлизации) отражение от торцов до 35% квантов света в силу большого коэффициента преломления полупроводникового материала. После многократного отражения от полированных торцов и соответствующего многократного прохождения вдоль р-п-перехода свет выходит из полупроводника (см. рис. 4).

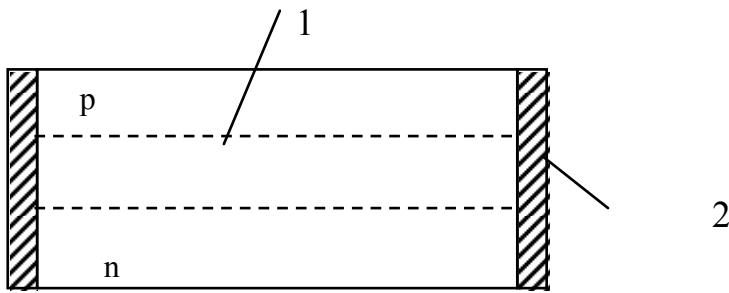


Рисунок 4. Структура полупроводникового инжекционного лазера:

1 – активная область с инверсной населённостью;

2 – отражающие поверхности кристалла.

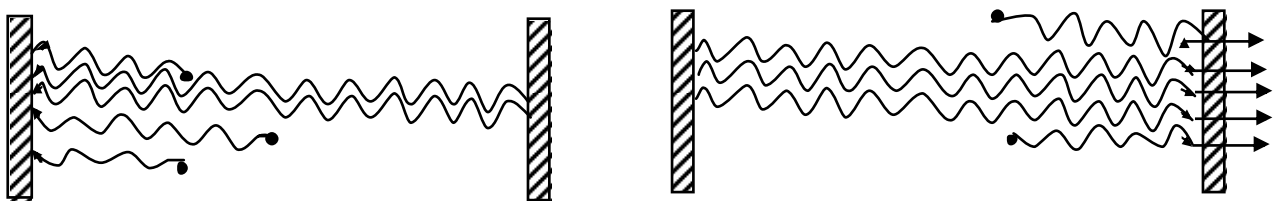
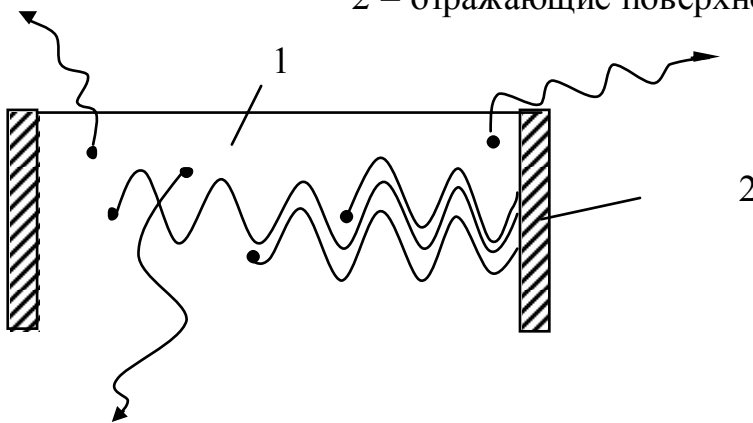


Схема образования фотонной лавины в оптическом резонаторе

После многократного отражения от полированных торцов и соответствующего многократного прохождения вдоль р-п-перехода свет выходит из полупроводника. Кванты света, двигающиеся строго перпендикулярно торцам кристалла, могут много раз пройти через активную область с инверсной населённостью и тем самым создать большую лавину квантов света. Две другие грани должны быть скошены под углом, чтобы воспрепятствовать возникновению генерации света между ними.

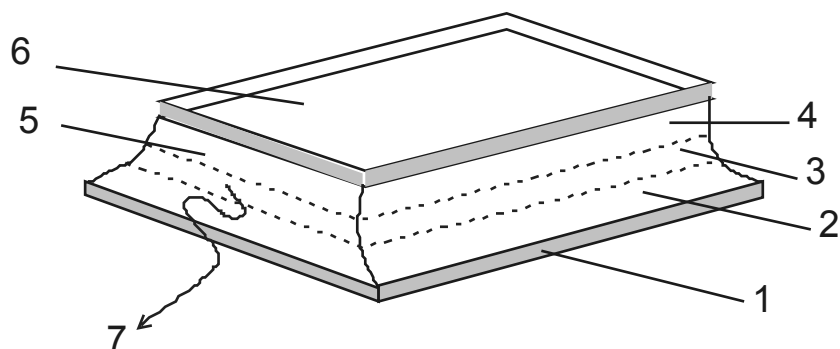


Рисунок 4. Конструкция полупроводникового инжекционного лазера

- 1 – нижний электрод (молибденовая пластина);
- 2 – область n-типа;
- 3 – активная область с инверсной населённостью;
- 4 – область p-типа;
- 5 – полированные торцы поверхности;
- 6 – верхний электрод.

Те кванты света, которые двигаются не вдоль p-n-перехода и не перпендикулярно торцам кристалла, уходят из активной зоны и не вызывают вынужденной рекомбинации.

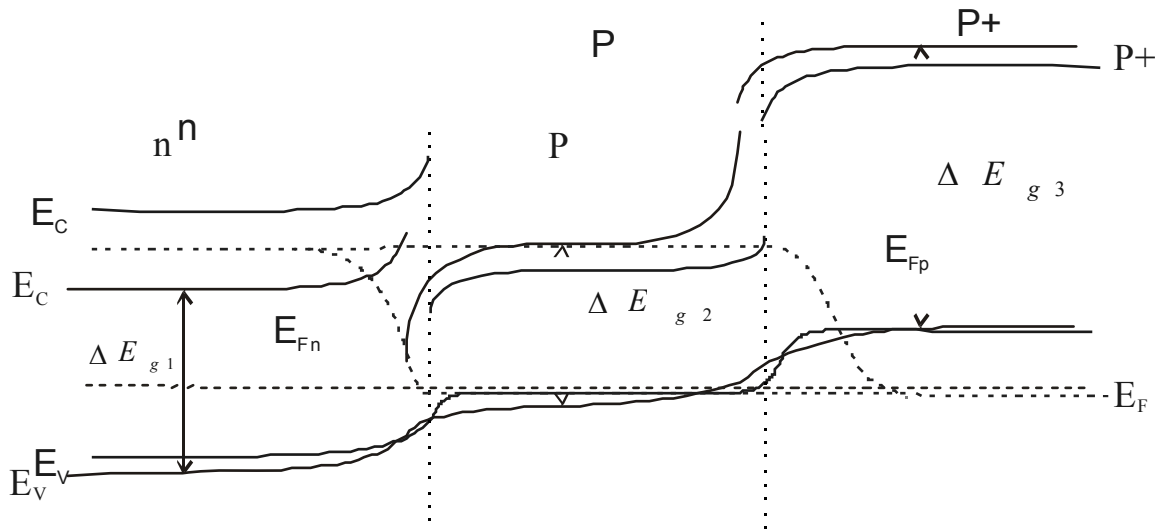
Для изготовления инжекционных лазеров используют GaAs, твердые растворы $GaAs_xP_{1-x}$, InAs, InP и другие полупроводниковые материалы. Наибольшее распространение получили инжекционные лазеры на основе GaAs.

В качестве исходной заготовки для таких лазеров служит монокристалл GaAs в форме куба или параллелепипеда со сторонами в несколько десятых долей миллиметра.

В GaAs n-область создается легированием Te, Se и другими, p-область создается легированием Zn, Cd и другие. Концентрация доноров и акцепторов в соответствующих областях должна быть такой, чтобы реализовывалось состояние, близкое к вырождению.

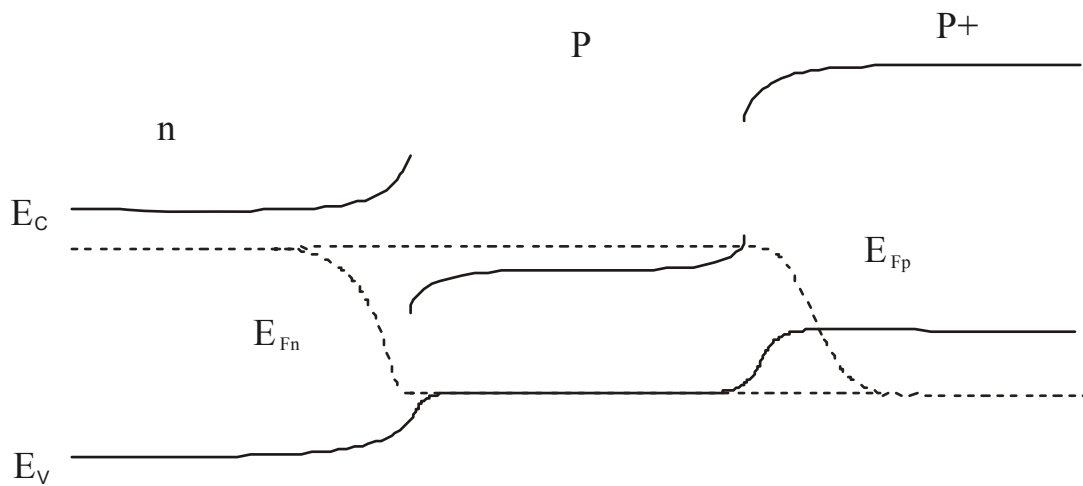
Для создания невыпрямляющего контакта с n-областью монокристалл с диодной структурой припаивают к пластине молибдена, покрытой слоем золота. На поверхность p-области наносят сплав золота с серебром.

Инверсную населенность проще можно создать в полупроводниковом инжекционном лазере с гетеропереходами.



а) без приложения напряжения

б) при прямом напряжении



б) при прямом напряжении

Базовую область такой структуры делают из полупроводника с меньшей шириной запрещенной зоны и большей диэлектрической проницаемостью, чем у эмиттерных областей. Инжектированные в базу носители заряда оказываются в потенциальных ямах. Различие показателей преломления базовых и эмиттерных областей приводит к полному внутреннему отражению квантов света на гетеропереходах, то есть область базы по существу является световодом.

Основные характеристики и параметры инжекционных лазеров

1. Пороговая плотность тока ($j_{пор}$).

$j_{пор}$ зависит от температуры инжекционного лазера.

Для лазеров на основе GaAs:

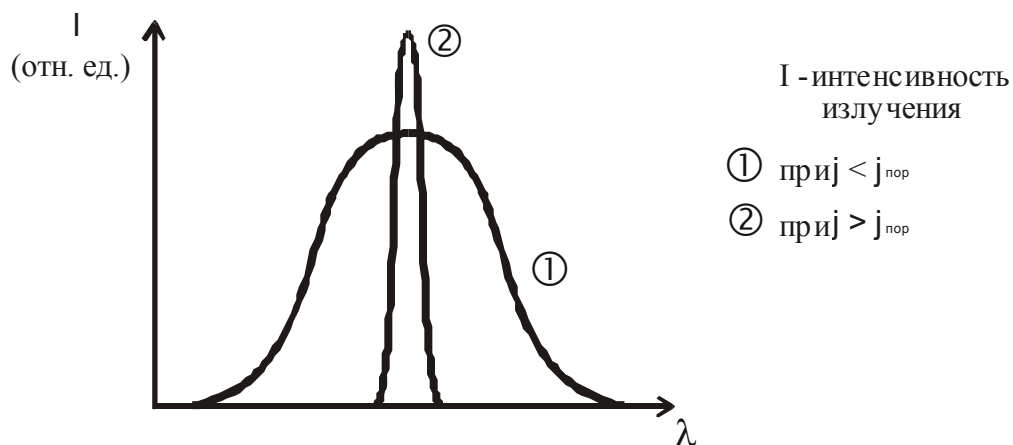
$$j_{пор} = 10^2 \text{ A/cm}^2 \text{ при } T = 4,2 \text{ К};$$

$$j_{пор} = 10^4 \text{ A/cm}^2 \text{ при } T = 77 \text{ К}.$$

Следовательно, для уменьшения $j_{пор}$ необходимо глубокое охлаждение инжекционного лазера.

Инжекционные лазеры на основе гетеропереходов имеют $j_{пор}$ значительно меньшие и могут работать при $T_{комн}$ в непрерывном режиме.

2. Спектральная характеристика лазера..



Если $j < j_{пор}$, излучение возникает, в основном, из-за самопроизвольной рекомбинации и является некогерентным. Лазер ведет себя как светодиод. Если $j > j_{пор}$, излучение когерентно и строго направлено.

3. Диаграмма направленности излучения лазера.

Характеризует пространственное распределение интенсивности излучения. Излучение полупроводниковых лазеров обладает малым углом расходимости светового пучка.

4. КПД лазера.

КПД инжекционного лазера на основе GaAs приблизительно равен 70% при величине квантового выхода 100%.

5. Яркостная характеристика лазера.

Зависимость интенсивности излучения от проходящего через лазер тока (см. рис.5).

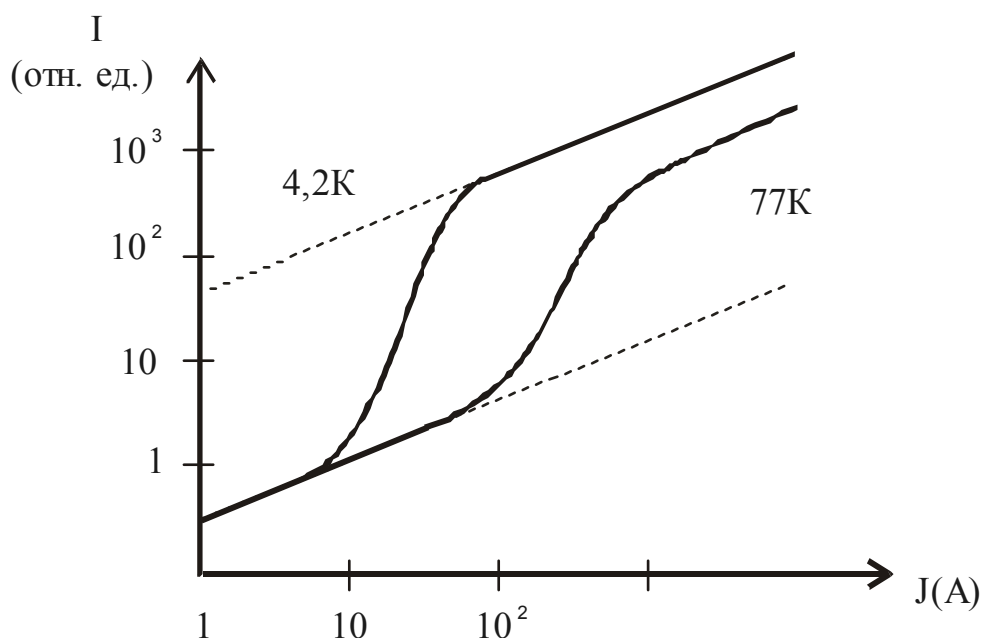


Рисунок 5. Зависимость интенсивности излучения от проходящего через лазер на основе GaAS тока при различных T

Электролюминесцентные порошковые излучатели (ЭПИ)

Электролюминесцентные порошковые излучатели (ЭПИ) – это одна из разновидностей излучающих полупроводниковых приборов, в которых используется электролюминесценция люминофора.

ЭПИ – многослойная структура, состоящая из стеклянной подложки, на которую последовательно наносятся проводящий прозрачный электрод из окислов различных металлов (SnO_2 , In_2O_3 , CdO и др.), слой электролюминофора, защитный диэлектрический слой в виде лакового покрытия или тонкого слоя двуокиси или окиси кремния (SiO_2 , SiO) и второго электрода.

Одним из наиболее распространенных электролюминофоров является ZnS , активированный для получения яркого свечения примесями меди, марганца и др. элементов.

Зерна или поликристаллы ZnS скрепляются между собой диэлектрической связкой. Поэтому электролюминесцентные конденсаторы могут работать только при переменном напряжении.

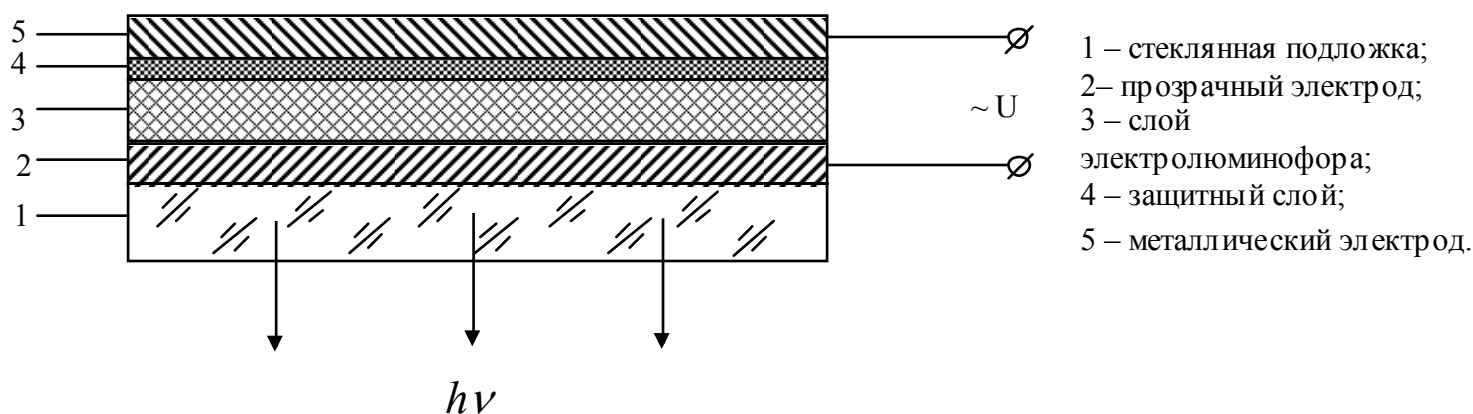


Рисунок 6.

Под действием приложенного напряжения происходит ионизация примесных атомов люминофора либо в результате туннелирования электронов с примесных уровней в зону проводимости, либо в результате ударной ионизации в сильном электрическом поле в обедненных поверхностных слоях зерен ZnS .

Далее идет процесс высвечивания электролюминофора – рекомбинация носителей заряда с выделением избыточной энергии в виде квантов света. Наряду с излучательной идет и процесс безизлучательной рекомбинации, при котором избыточная энергия выделяется в виде тепловой энергии.

Цвет излучения определяется шириной запрещенной зоны электролюминофора и глубиной залегания энергетических уровней рекомбинационных ловушек в запрещенной зоне. Длительность процесса высвечивания зависит от времени жизни неосновных носителей заряда и от наличия в электролюминофоре ловушек захвата, которые могут существенно повысить время жизни носителей.

Основные характеристики и параметры ЭПИ

а) Одним из важнейших параметров ЭПИ является эффективная яркость при определенной частоте и значении переменного напряжения или плотности тока.

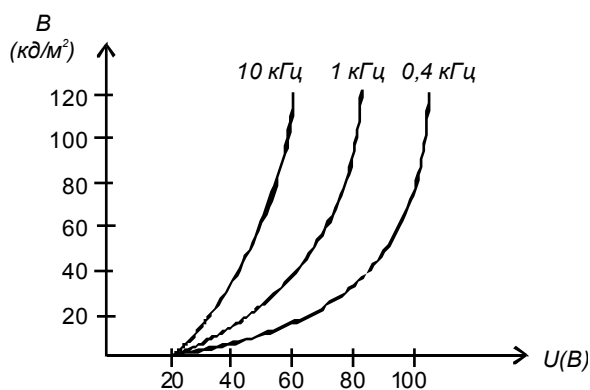


Рисунок 7. Зависимость эффективной яркости ЭПИ от приложенного напряжения

Яркостная характеристика нелинейна, так как процесс увеличения избыточной концентрации носителей заряда при ударной ионизации или при туннельном эффекте характеризуется степенной зависимостью от напряжения.

Большая нелинейность яркостных характеристик оказывается полезной при создании электролюминесцентных матричных экранов и преобразователей изображения, так как дает возможность получить большую контрастность изображения и большую разрешающую способность.

б) Крутизну яркостной характеристики иногда оценивают кратностью изменения яркости при уменьшении напряжения на электролюминесцентном

излучателе в два раза от номинального значения. Кратность изменения яркости не превышает 25.

в) Спектр излучения ЭПИ характеризуют длиной волны, значением максимальной спектральной характеристики излучения. Эта длина зависит от разностей энергий уровней, между которыми происходит переход электронов при излучательной рекомбинации.

Электролюминесцентные плёночные излучатели (ЭПЛИ)

ЭПЛИ отличаются от ЭПИ тем, что между электродами в них находится однородная поликристаллическая пленка электролюминофора, созданная термическим испарением с последующим осаждением в вакууме.

Так как в ЭПЛИ отсутствует диэлектрическое связующее в люминофоре, они могут работать и на постоянном токе.

Возбуждение электролюминофора происходит из-за инжекции носителей заряда через потенциальные барьеры на поверхности отдельных, контактирующих между собой электролюминофора и из-за инжекции из электродов.

При рекомбинации инжектированных носителей избыточная энергия может выделяться в виде квантов света. Возбуждение люминофора может также происходить из-за эффектов сильного поля (туннелирование и ударная ионизация) в обедненных поверхностных слоях кристаллов электролюминофора.

Основные характеристики и параметры ЭПЛИ

Сходны с характеристиками ЭПИ, но отличаются количественно:

- 1) В силу малой толщины пленки люминофора значительно меньшие рабочие напряжения.
- 2) Большая нелинейность яркостной характеристики, чем у ЭПИ.
- 3) Более высокая разрешающая способность, которая ограничивается размерами отдельных кристаллов электролюминофора ($10^{-5} \div 10^{-4}$ мм). Тонкие пленки практически не рассеивают свет, что также увеличивает разрешающую способность.

- 4) Кратность изменения яркости для ЭПЛИ достигает 10^3 .
- 5) ЭПЛИ проигрывает ЭПИ по экономичности и сроку службы.
- 6) Общим недостатком ЭПИ и ЭПЛИ является большой разброс параметров.

Фоторезистор

Принцип действия

Фоторезистор – это полупроводниковый прибор, сопротивление которого зависит от освещенности. Принцип действия фоторезистора основан на фоторезистивном эффекте (внутренний фотоэффект).

Для осуществления фоторезистивного эффекта необходимо, чтобы в полупроводнике происходило либо собственное поглощение с образованием новых пар носителей, либо примесной, с образованием носителей одного знака. В области собственного поглощения

$$\Delta U = \Delta P = \beta \alpha I \tau ,$$

где β – внутренний квантовый выход – число пар носителей заряда (число носителей заряда при примесном поглощении), образуемых одним поглощенным квантом света;

I – интенсивность света – число квантов в секунду.

Наряду с генерацией идёт рекомбинация и устанавливается динамическое равновесие.

Технология изготовления и конструкция

Основная часть конструкции – фоточувствительный слой полупроводника, выполненный в виде монокристаллической или поликристаллической пластинки, или в виде поликристаллической пленки полупроводника, нанесенной на диэлектрическую подложку.

В качестве полупроводникового материала для фоторезисторов используют: CdS, CdSe, PbS и др.

На поверхность фоточувствительного слоя наносят электроды. Поверхность полупроводникового фоточувствительного слоя между электродами называют рабочей площадкой.

Фоточувствительный слой помещают в металлический или пластмассовый корпус.

Основные характеристики и параметры

а) ВАХ фоторезистора

Представляет зависимость светового тока I_{cv} при неизменной величине светового потока.

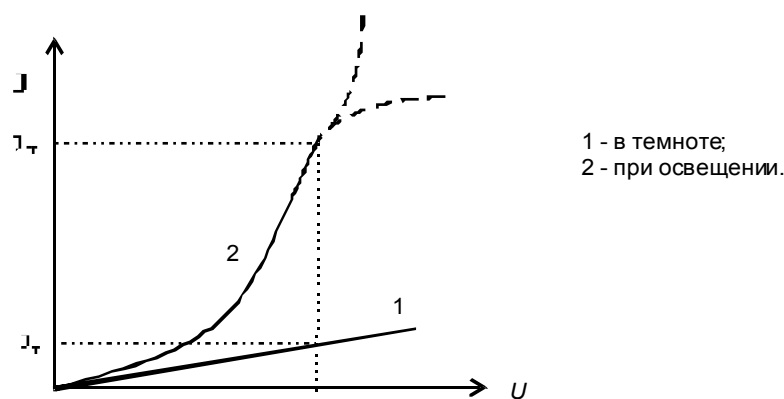


Рисунок 8. ВАХ фоторезистора

б) ЛАХ фоторезистора

Представляет зависимость фототока $I_{cp} = I_{cv} - I_T$ от освещенности

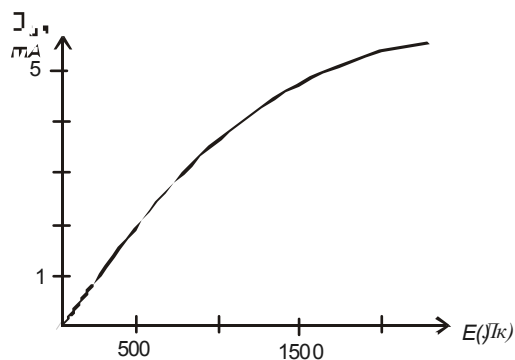


Рисунок 9. ЛАХ фоторезистора

падающего на фоторезистор светового потока. Фоторезисторы обычно имеют сублинейную характеристику:

В узком диапазоне освещенностей для аппроксимации световой характеристики часто используют зависимость: $I_{\Phi} = AE^x$, где A и x – коэффициенты, являющиеся постоянными для данного фоторезистора в выбранном диапазоне освещенностей;
 E – освещенность;

в) Спектральная характеристика

Зависимость фототока от длины волны света – $I_{\Phi}(\lambda)$.

г) Постоянная времени (τ) – это время, в течение которого I_{Φ} изменяется после освещения или затемнения в e -раз по отношению к установившемуся значению. Характеризует инерционность прибора.

д) Темновое сопротивление – это сопротивление фоторезистора при отсутствии освещения.

е) Удельная интегральная чувствительность:

$$K_0 = \frac{I_{\Phi}}{\Phi U}, \quad \text{где}$$

Φ – световой поток;

U – приложенное напряжение.

Фотодиоды

Полупроводниковый фотодиод – это полупроводниковый диод, обратный ток которого зависит от освещенности.

Обычно в качестве фотодиодов используют диоды с р-п-переходом, смещенным в обратном направлении.

При поглощении квантов света в р-п-переходе и прилегающих к нему областях кристалла полупроводника генерируются электронно-дырочные пары.

Неосновные носители, возникшие в этих областях на расстоянии, не превышающем диффузионной длины, диффундируют к р-n-переходу и проходят через него под действием электрического поля («скатываются» с потенциального барьера).

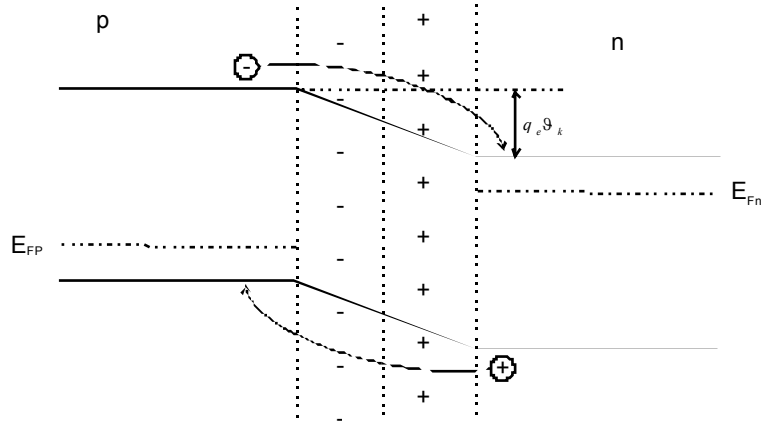
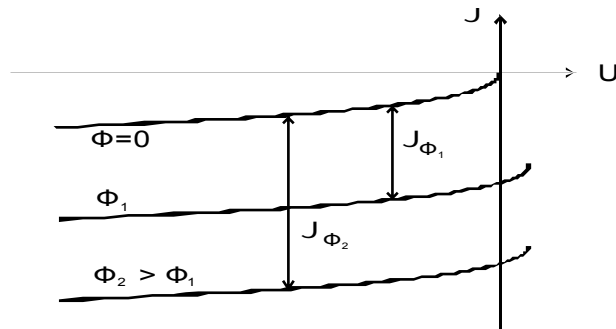


Рисунок 10

Поэтому обратный ток через фотодиод возрастает при освещении на величину, называемую фототоком.



В конструкции
должна быть

Рисунок 11

фотодиода

предусмотрена необходимость освещения кристалла полупроводника с одновременной защитой от других внешних воздействий.

Свойства фотодиодов можно характеризовать параметрами и зависимостями, аналогичными для фоторезисторов. Однако у фотодиодов существуют отличительные особенности.

Так, световая характеристика фотодиода ($I_\phi = I_\phi(E)$) соответствует прямой пропорциональности. Связано это с тем, что толщина базы фотодиода много меньше L_{n_p} и L_{p_n} . Поэтому практически все неосновные носители, воз-

никшие в базе в результате световой генерации, доходят до р-п-перехода и участвуют в образовании фототока.

Следствием этого является независимость интегральной чувствительности фотодиода от приложенного обратного напряжения.

1. Интегральная чувствительность.

$$K_0 = \frac{I_\Phi}{\Phi}$$

2. Малая инерционность фотодиодов.

На величине инерционности может сказаться 3 фактора:

а) время диффузии или дрейфа через базу τ_b ;

б) время пролёта через р-п-переход τ_i ;

в) время перезарядки барьерной ёмкости $RC_{бар} = \tau$;

$$\tau_i \approx \frac{W}{V_{\max}}, \text{ где } W \text{ – толщина р-п-перехода;}$$

V_{\max} – максимальная скорость дрейфа.

Пример: В Ge и Si.

$V_{\max} \approx 5 \times 10^4 \text{ м/с}$, W обычно меньше 5 мкм, следовательно, $\tau_i \approx 0,1 \text{ нс}$.

$$RC_{бар} = \tau \text{ (наносекунд)}.$$

Обычно три фактора работают совместно:

$$\tau_{общ} = \tau_i + \tau_b + \tau.$$

3. Спектральная характеристика фотодиода

Определяется со стороны больших длин волн (λ) шириной запрещенной зоны (ΔE_g) исходного материала, при малых λ – большим показателем преломления и увеличением влияния поверхностной рекомбинации с уменьшением λ квантов света.

Таким образом, коротковолновая граница фоточувствительности фотодиода зависит от толщины базы и от скорости поверхностной рекомбинации. Уменьшая эти величины, можно существенно сдвигать границу фоточувствительности фотодиодов в сторону меньших длин волн.

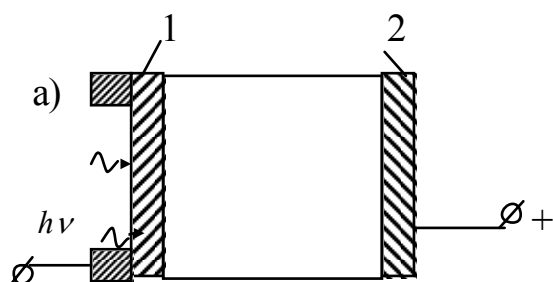
Положение максимума на спектральной характеристике фотодиода сильно зависит от степени роста коэффициента поглощения в данном полупроводнике. При резком увеличении коэффициента поглощения с уменьшением длины волны падающего света, положение максимума определяется шириной запрещенной зоны ΔE_g и практически не зависит от толщины базы.

Если зависимость коэффициента поглощения от длины волны слабая, например, у кремния, то уменьшится эффект проникновения квантов света в глубь полупроводника, и возрастание роли поверхностной рекомбинации будет сказываться слабее с уменьшением длин волн. Поэтому максимум спектральной характеристики может смещаться при изменении толщины базы и скорости поверхностной рекомбинации.

Например: максимум спектральной характеристики кремниевых светодиодов можно смещать в диапазоне от 0,6 до 1 мкм путем изменения технологии их изготовления и конструкции.

Фотодиоды на основе контакта металл-полупроводник

Структура фотодиода на основе контакта металл-полупроводник и его энергетическая диаграмма представлены на рис. 12:



- 1 – тонкий металлический электрод;
- 2 – нижний электрод-подложка;

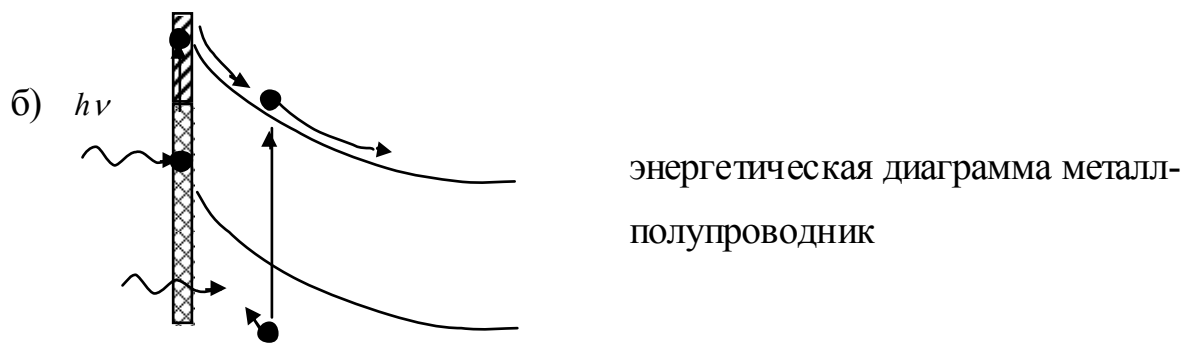


Рисунок 12

Чтобы основная часть квантов проникла через верхний металлический электрод 1, его толщина должна быть малой. Уменьшение потерь на отражение можно достичь, используя просветляющие покрытия.

Принцип действия фотодиода на основе контакта металл-полупроводник аналогичен принципу действия фотодиода с р-п-переходом. Однако существуют некоторые различия, которые сказываются на характеристиках и параметрах:

1. Возможность поглощения квантов с энергией, меньшей ΔE_g , для которых полупроводник прозрачен, в металле верхнего электрода 1.

Если $h\nu$ квантов больше высоты потенциального барьера, то возбужденные электроны из металла могут перейти в полупроводник через потенциальный барьер, обеспечивая тем самым возникновение фототока. Поэтому длинноволновая граница спектральной характеристики фотодиодов на основе контакта металл-полупроводник определяется высотой потенциального барьера на этом контакте и смещена в более длинноволновую область.

2. С уменьшением длины волны квантов и с увеличением показателя поглощения в полупроводнике кванты света продолжают поглощаться в слое объемного заряда, где существует электрическое поле. Поэтому коротковолновая граница спектральной характеристики фотодиодов на основе контакта металл-полупроводник расположена при более коротких волнах электромагнитного спектра.

Таким образом, спектральная характеристика фотодиода на основе контакта металл-полупроводник значительно шире по сравнению с фотодиодом на основе p-n-перехода.

3. Сопротивление базы фотодиода на основе контакта металл-полупроводник намного меньше, следовательно, постоянная времени τ_{rc} оказывается малой и инерционность определяется в основном только временем пролета носителей через область объемного заряда на выпрямляющем контакте металл-полупроводник.

Это время пролета порядка 0,1-0,01 нс, что позволяет использовать фотодиоды на основе контакта металл-полупроводник при СВЧ-модуляции светового потока.

Контакт металл-полупроводник

При идеальном контакте металл-полупроводник происходят явления, связанные с разницей работ выхода электронов в металле A_m и в полупроводнике $A_{п}$.

При образовании идеального контакта металл-полупроводник возникает диффузия электронов из материала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода. Перераспределение зарядов вызывает возникновение электрического поля и КРП.

$$\varphi_K = \frac{A_m - A_{п}}{q}$$

Это электрическое поле сосредоточено в основном в полупроводнике, т. к. из-за большой концентрации носителей заряда в металле их перераспределение происходит в очень тонком слое, сравнимом с межатомными расстояниями.

В зависимости от типа электропроводности полупроводника и от соотношения работ выхода в полупроводнике может возникать обедненный, обогащенный или инверсный слой.

Если работа выхода $A_M < A_{II}$, то электроны будут переходить из металла в полупроводник. Это приводит к образованию в полупроводнике обедненного слоя, если полупроводник р-типа, или даже инверсного слоя, если $A_M \ll A_{II}$ (см. рис. 13). Если полупроводник n-типа, то образуется обогащенный слой (см.рис. 14).

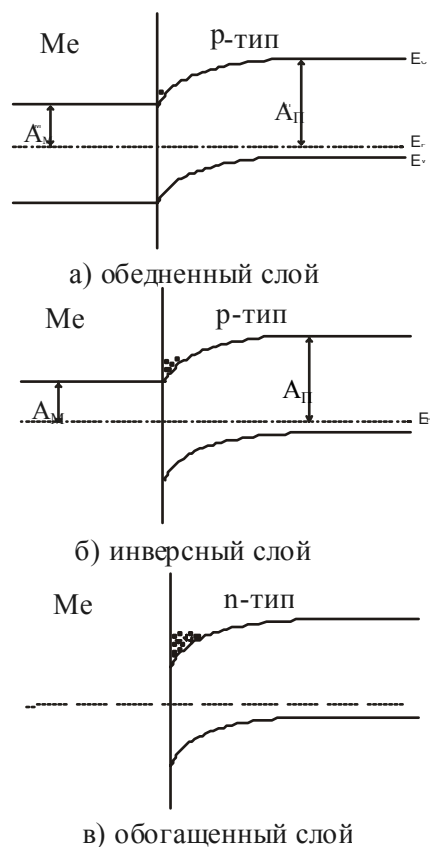


Рисунок 13

При противоположном соотношении работ выхода $A_M > A_{II}$ в полупроводнике n-типа получается обеднённый слой или инверсный слой, а в полупроводнике р-типа – обогащённый.

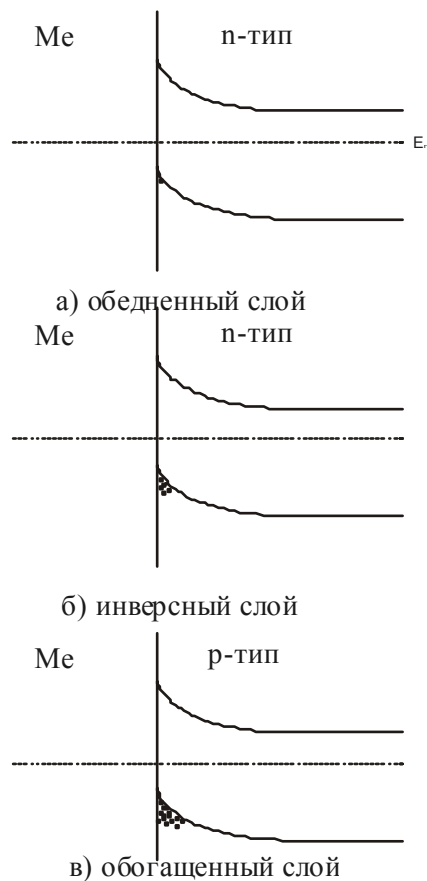


Рисунок 14

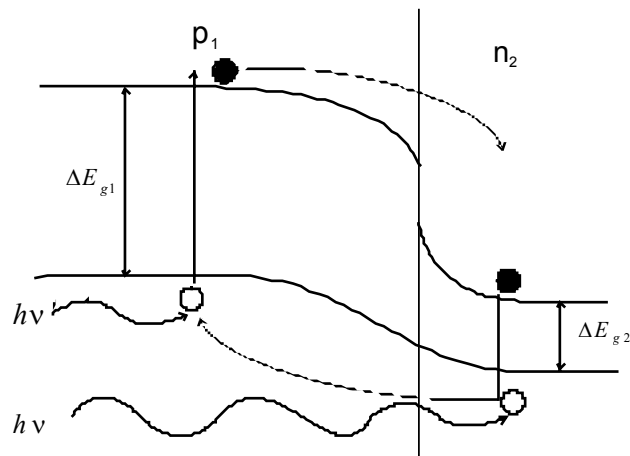
В обедненных слоях объемный заряд формируется в результате нарушения компенсации заряда ионизированных примесей основными носителями, а в обогащенных – из накопления основных носителей заряда. Обогащенный слой обуславливает малое сопротивление приконтактной области полупроводника по сравнению с сопротивлением объема полупроводника. Такой контакт не обладает выпрямляющим свойством. При наличии обедненного или инверсного слоя контакт металл-полупроводник обладает выпрямляющими свойствами.

Характерной особенностью контакта металл-полупроводник является разная высота потенциального барьера для электронов и дырок. В результате такие контакты могут быть неинжектирующими.

Фотодиоды на основе гетероперехода

При освещении фотодиода со стороны широкозонного полупроводника квантами света с энергией $h\nu$ ($\Delta E_{g1} > h\nu > \Delta E_{g2}$).

Свет поглощается в узкозонном полупроводнике.

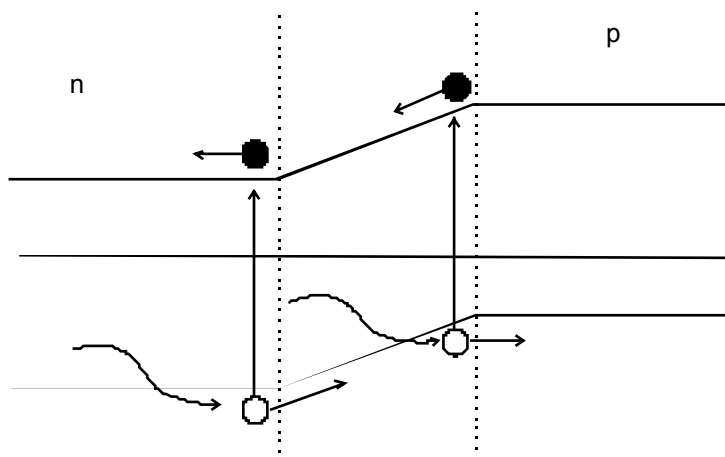


Широкозонный полупроводник оказывается прозрачным для таких квантов. Возникшие неосновные носители заряда, проходя через гетеропереход, создают фототок. С уменьшением длины волны света растет показатель поглощения узкозонного полупроводника, глубина проникновения света уменьшается. Генерация неравновесных носителей происходит только вблизи гетероперехода. При $h\nu > \Delta E_{g1}$ кванты света поглощаются в широкозонном полупроводнике. Таким образом, спектральная характеристика фотодиодов на основе гетероперехода получается более широкой, по сравнению с характеристикой фотодиодов на основе обычных p-n-переходов.

Полупроводниковые фотоэлементы

Полупроводниковый фотоэлемент – это полупроводниковый прибор с выпрямляющим переходом, предназначенный для прямого преобразования световой энергии в электрическую.

Рассмотрим принцип действия фотоэлемента с р-п-переходом.



При освещении фотоэлемента из-за поглощения квантов в р-п-переходе и областях, прилегающих к р-п-переходу, происходит генерация новых носителей заряда. Электрическое поле р-п-перехода разделяет неравновесные носители. В результате накопления электронов в п-области и дырок в р-области между этими областями возникает дополнительная разность потенциалов – фотоЭДС.

Основные характеристики и параметры

1. ВАХ.

Режиму генерации фотоЭДС при различных освещенностях или световых потоках соответствуют части ВАХ, расположенные в 4-квантанте.

Для кремниевых фотоэлементов $U_{xx} = 0,5 \div 0,55\text{В}$, а среднее значение тока и короткого замыкания при средней освещенности

$$j_{\phi} = 20 \div 25 \text{ мА/см}^2.$$

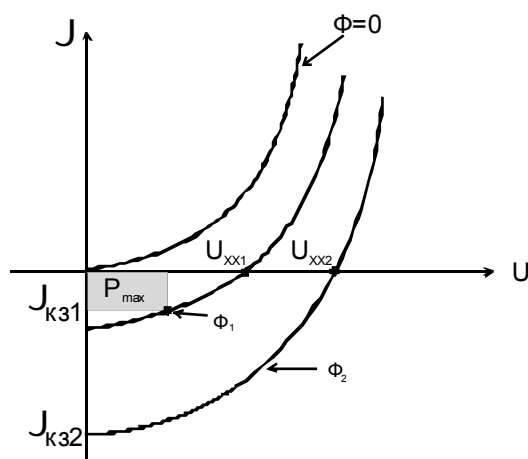


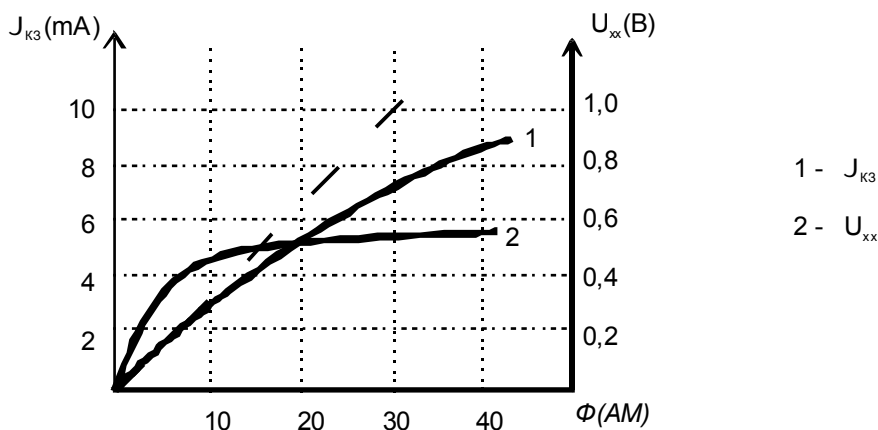
Рисунок 15

По ВАХ при разных Φ можно выбрать оптимальный режим работы, т.е. оптимальное сопротивление нагрузки, при котором в нагрузке будет выделяться наибольшая мощность (см. рис. 15).

Для кремниевых фотоэлементов при оптимальной нагрузке $U_{xx} = 0,35 \div 0,4 \text{ В}$, $j_{\Phi} = 15 \div 20 \text{ мА/см}^2$.

2. Световая характеристика фотоэлемента.

Это зависимость фотоЭДС и тока короткого замыкания от светового потока. Характеристика фотоэлемента сублинейна и связана с уменьшением высоты потенциального барьера при накоплении избыточного заряда электронов в n-областях и дырок в p-областях.



3. Спектральная характеристика фотоэлемента.

Это зависимость $I_{кз}$ от длины волны падающего света. Аналогичны характеристикам фотодиодов. Максимум спектральной характеристики кремниевых фотоэлементов соответствует максимуму спектрального распределения энергии солнечного света.

4. КПД фотоэлемента.

Это отношение максимальной мощности, которую можно получить от фотоэлемента, к полной мощности лучистого потока, падающего на рабочую поверхность фотоэлемента:

$$\eta = \frac{P_{\max}}{P}.$$

К основным процессам, приводящим к уменьшению КПД фотоэлемента, относят: отражение части излучения от поверхности полупроводника, фотоэлектрически неактивное поглощение квантов света, рекомбинация неосновных носителей еще до их разделения полем перехода, потери мощности при прохождении тока через объемное сопротивление базы фотоэлемента.

ФОТОТРАНЗИСТОРЫ И ФОТОТИРИСТОРЫ

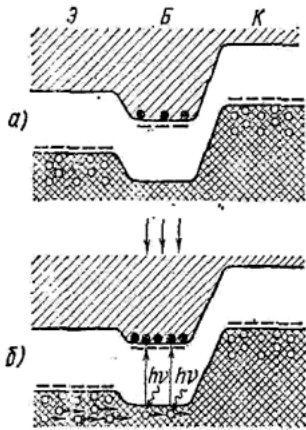
1. Транзистор, реагирующий на облучение световым потоком и способный одновременно усиливать фототок, называют фототранзистором.

Биполярные фототранзисторы

Биполярный фототранзистор может быть включен в схему по-разному. Если подать напряжение между базой и коллектором, сместив коллекторный переход в обратном направлении и оставив эмиттерный вывод неподключенным к схеме, то такое включение биполярного фототранзистора ничем не будет отличаться от схемы включения фотодиода. При поглощении квантов света в базовой и в коллекторной областях образуются неравновесные пары носителей заряда (электро-

ны и дырки). Неосновные носители (дырки в базе и электроны в коллекторе для транзистора p-n-p-типа) диффундируют к коллекторному переходу, втягиваются существующим там электрическим полем в коллекторный переход и проходят через него, создавая тем самым фототок I_{ϕ} .

Однако биполярный фототранзистор обычно применяют при включении его по схеме с общим эмиттером. Поэтому рассмотрим принцип действия биполярного фототранзистора, включенного по схеме с общим эмиттером. Предположим



вначале, что базовый вывод не подключен к схеме, т. е. ток базы равен нулю ($I_B = 0$). В этом случае неосновные носители заряда, проходя через p-n-переход коллектора, создают тот же фототок I_{ϕ} . Неравновесные основные носители — электроны в n-базе, возникшие из-за поглощения гам квантов света, и электроны, пришедшие в базу из коллектора, оказываются в своеобразной потенциальной яме. Накопление в базе неравновесных основных носителей заряда

понижает высоту потенциальных барьеров эмиттерного и коллекторного переходов. Из-за уменьшения высоты потенциального барьера эмиттерного перехода увеличивается инжекция дырок из эмиттера в базу. Соответственно, возрастает и ток коллектора. Таким образом, накопленный в базе биполярного фототранзистора дополнительный заряд неравновесных основных носителей обеспечивает усиление фототока, т. е. при освещении результирующий ток коллектора

$$I'_{\phi} \approx h_{21 \ominus} I_{\phi} .$$

При подключении вывода базы к внешней схеме ток базы может изменяться при освещении фототранзистора. Степень изменения этого тока зависит от сопротивлений в цепи базы. Изменение тока базы происходит в результате выхода неравновесных электронов из нее во внешнюю базовую цепь.

В результате, накопленный в базе заряд основных носителей уменьшается, что уменьшает усиление фототока.

Таким образом, биполярный фототранзистор обладает наибольшей чувствительностью к облучению светом базовой области при включении по схеме с

общим эмиттером и отключенной базе. Поэтому у первых конструкций биполярных фототранзисторов вывод базы вообще отсутствовал. Однако наличие вывода базы у биполярных фототранзисторов позволяет использовать не только оптическое, но и электрическое управление фототранзистором, осуществить компенсацию посторонних внешних воздействий (например, изменение параметров, вызванное изменением температуры в процессе работы).

Фототиристоры

Фототиристором называют тиристор, напряжение включения которого уменьшается с увеличением освещенности.

Соответственно, отличительной особенностью структуры и конструкции фототиристора является возможность освещения одной из базовых областей.

Переключение фототиристора из закрытого в открытое состояние происходит, как и у обычного тиристора, при увеличении суммарного коэффициента передачи по току тиристорной структуры до единицы. В фототиристоре увеличение этого параметра может происходить в результате увеличения тока через тиристорную структуру при поглощении квантов света в базовых областях, т. е. из-за генерации носителей заряда в базовых областях при их освещении. Таким образом, фототиристор является аналогом управляемого тиристора, включение которого в открытое состояние может быть произведено импульсом света.

ПРИЕМНИКИ ПРОНИКАЮЩЕЙ РАДИАЦИИ И КОРПУСКУЛЯРНО-ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

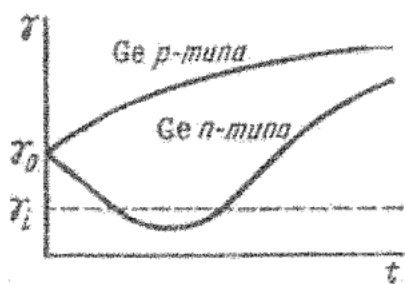
Взаимодействие частиц высокой энергии и проникающей радиации с полупроводником.

Частицы с высокой энергией и проникающая радиация, проходя через полупроводник, могут производить ионизацию атомов полупроводника. Каждая частица с высокой энергией или каждый квант проникающей радиации могут образовать в полупроводнике большое число свободных электронно-дырочных пар — носителей заряда. Этот процесс является основой принципа действия различных

полупроводниковых приемников проникающей радиации и корпускулярно-преобразовательных приборов (датчиков проникающей радиации без электронно-дырочного перехода и с электронно-дырочным переходом, атомных электроэлементов).

Однако при воздействии проникающей радиации или частиц высокой энергии, кроме образования свободных носителей заряда, в полупроводнике могут происходить и нежелательные процессы. Так, атомы кристаллической решетки могут быть смещены из положения равновесия с образованием различных дефектов кристаллической решетки. Например, облучение германия электронами высокой энергии аналогично введению в кристаллическую решетку германия атомов акцепторной примеси — в запрещенной зоне полупроводника образуются акцепторные примесные уровни.

После облучения германия n-типа электронами с энергией около 1 МэВ проводимость уменьшается. Это связано с уменьшением концентрации носителей заряда в связи с компенсацией. Когда концентрация образованных облучением акцепторных дефектов равняется концентрации основных носителей заряда (электронов), наблюдается минимум проводимости. Дальнейшее облучение обуславливает возрастание концентрации дырок и увеличение проводимости (рис. 10.15). Необходимо отметить, что возникновение дополнительных акцепторных примесей в кристалле приводит к уменьшению подвижности носителей. Однако относительное уменьшение проводимости из-за уменьшения подвижности значительно меньше увеличения проводимости из-за изменения концентрации дырок. После облучения германия n-типа электронами высокой энергии его проводимость возрастает.



При облучении полупроводника медленными нейтронами в нем происходят радиоактивные изменения, в результате которых в исходном кристалле появляются примеси посторонних элементов.

В германии, например, при нейтронном облучении появляются примеси галлия и мышьяка. Так как образо-

вание атомов галлия при этом происходит в три раза быстрее, чем атомов мышьяка, то общая электропроводность определяется избытком галлия, т. е. бомбардировка германия нейтронами приводит к появлению дырочной электропроводности.

При облучении полупроводника быстрыми нейтронами наряду с радиоактивными превращениями в кристалле происходит образование дефектов, подобных тем, какие образуются под действием быстрых электронов, и приводящих к появлению акцепторных уровней в кристалле.

Приемники проникающей радиации на основе поликристаллических полупроводников

Как принцип действия, так и метод изготовления приемников проникающей радиации на основе поликристаллических полупроводников аналогичен методу изготовления поликристаллических фоторезисторов. Основой приемника проникающей радиации является поликристаллический слой селенистого или сернистого кадмия, нанесенный на проводящую подложку путем, например, возгонки в вакууме. Эта подложка служит одновременно одним из электродов приемника проникающей радиации. Второй электрод наносят путем термического испарения в вакууме почти на всю поверхность поликристаллического полупроводникового слоя. Этот второй электрод в связи с малой его толщиной является прозрачным для рентгеновского излучения и тем более для гамма-излучения. Таким образом, в отличие от фоторезисторов в приемниках проникающей радиации электроды расположены на противоположных поверхностях поликристаллического полупроводникового слоя.

Отечественная промышленность выпускает приемники проникающей радиации различных марок: РГД-0, РГД-1, РГД-2 и ГД-Г1 (рентгено-гамма-датчик и гамма-датчик). Отличаются эти приемники проникающей радиации друг от друга в основном внешним конструктивным оформлением. Чувствительностью к рентгено- и гамма-излучению помимо перечисленных приемников проникающей радиации обладают сернисто-кадмиевые фоторезисторы ФСК-М и ФСК, а также селенисто-кадмиевые ФСД. Однако удельная чувствительность фоторези-

сторков к проникающей радиации примерно на два порядка меньше, чем у приемников проникающей радиации. Свойства приемников проникающей радиации характеризуются зависимостями и параметрами, аналогичными зависимостям и параметрам фоторезисторов. Основным недостатком приемников проникающей радиации является их большая инерционность, особенно при малых интенсивностях облучения. Постоянные времена приемников проникающей радиации составляют несколько десятков секунд при мощности облучения 5 Р/ч.

Приемники проникающей радиации и частиц высокой энергии на основе монокристаллов

Принцип действия такого приемника проникающей радиации и частиц высокой энергии аналогичен принципу действия фотодиода. Приемник проникающей радиации и л л частиц высокой энергии на основе монокристаллов полупроводника с р-п-переходом используют при подаче на него обратного напряжения. Поглощение в полупроводнике частиц высокой энергии или проникающей радиации приводит к возникновению новых неосновных носителей заряда и, следовательно, к увеличению обратного тока.

Рабочим объемом такого приемника в основном является объем р-п-перехода, т. е. область, обедненная подвижными носителями заряда. При проникновении в кристалл полупроводника частицы высокой энергии вдоль ее трека образуется колонка ионизации, геометрические размеры которой могут быть относительно большими, так как пробег частицы высокой энергии в полупроводнике может составлять десятки сантиметров. Поэтому толщина р-п-перехода приемника проникающей радиации или частиц высокой энергии должна существенно превышать толщину р-п-перехода фотодиода и других диодов.

Наиболее существенные результаты в создании диодов с большой толщиной р-п-перехода достигнуты при использовании диффузии атомов лития в кремний или германий с электропроводностью р-типа с последующим дрейфом ионов лития. Литий, представляющий собой донорную примесь для кремния и германия, имеет чрезвычайно высокий коэффициент диффузии, а ионы лития – большую

подвижность при наличии электрического поля в монокристаллах кремния или германия. При изготовлении, например, кремниевых приемников проникающей радиации используют толстые (более 10 мм) монокристаллические пластинки высокоомного кремния с примесью бора. Диффузия лития с одной стороны пластинки кремния проводится при относительно низкой температуре (300–600 °С) в течение нескольких минут. В дальнейшем к полученному р-n-переходу прикладывают обратное напряжение при одновременном нагреве кристалла до температуры около 200 °С. Из-за большой подвижности ионы лития дрейфуют в электрическом поле, компенсируя исходную проводимость или заряды ионов бора в р-n-переходе. В результате получается распределение примесей по толщине кристалла. Таким методом создают диоды с толщиной р-n-перехода до 10 мм.

Приемники проникающей радиации на основе монокристаллов полупроводников с р-n-переходом, имеющим большую толщину, позволяют регистрировать и спектрометрировать длиннопробежные частицы высокой энергии. Основным недостатком таких приемников, созданных с использованием диффузии и дрейфа лития, является необходимость их глубокого охлаждения при хранении и транспортировке во избежание самопроизвольной диффузии и самопроизвольного дрейфа лития, т. е. во избежание перераспределения примесей.

Атомные электроэлементы

С генерацией э. д. с. при облучении электронно-дырочного перехода частицами высокой энергии связан один из возможных путей создания атомного электроэлемента, преобразующего энергию радиоактивных излучений в электрическую энергию.

Первые атомные электроэлементы работали с радиоактивным стронцием, представляющим собой «золу» атомных реакторов. Стронций при распаде испускает электроны больших энергий, которые проникают в толщу полупроводниковой пластинки с р-n-переходом, и производит там ионизацию атомов полупроводника. Возникшие пары носителей разделяются диффузионным полем перехода, что обеспечивает появление нескомпенсированных зарядов на элек-

тродах атомного электроэлемента. В результате в первых атомных электроэлементах создавалась разность потенциалов до 0,2 В. Ток короткого замыкания атомного электроэлемента площадью 0,32 см² составлял 5 мкА, коэффициент полезного действия –1 %. Мощность, отдаваемая одним атомным электроэлементом, невелика, поэтому их соединяли последовательно и параллельно, создавая таким образом атомные батареи. Поскольку период полураспада стронция равен 28-ми годам, предполагалось, что срок службы атомных батарей должен исчисляться, по крайней мере, 28-ю годами. Однако оказалось, что эффективность атомных батарей значительно снижалась в течение двух-трех недель из-за того, что быстрые электроны, излучаемые стронцием, создавали дефекты в кристаллической решетке полупроводника, портили структуру электронно-дырочного перехода.

Дальнейшая разработка атомных батарей в основном ведется по трем направлениям: 1) подбирают радиоактивные вещества, спектр получения которых не содержит очень быстрых частиц; 2) предполагают использовать замедлители частиц с тем, чтобы р-п-переход подвергался облучению, но не выходил из строя; 3) энергию испускаемых радиоактивным веществом частиц пытаются преобразовать в световую энергию. Для этого на пути движения частиц высокой энергии помещают слой люминофора. Поглощаемые люминофором частицы вызывают его свечение, которое воздействует на р-п-переход фотоэлемента.

ОПТРОНЫ

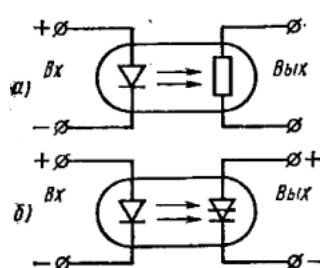
Полупроводниковый оптрон – это прибор, состоящий из оптически связанных между собой элементов оптронной пары (управляемого полупроводникового излучателя света и полупроводникового приемника излучения) и предназначенный для выполнения различных функциональных преобразований электрических или оптических сигналов.

В качестве одного элемента оптронной пары – излучателя света может быть использован светодиод, электролюминесцентный порошковый или пленочный излучатель, а также полупроводниковый лазер. В качестве второго элемента оп-

тронной пары – приемника излучения может быть использован фоторезистор, фотодиод, фототранзистор или фототиристор. Наибольшее распространение получили следующие комбинации оптронных пар: светодиод – фоторезистор и светодиод – фототиристор.

Между элементами оптронной пары может быть осуществлена как оптическая, так и электрическая связь. На рисунке показана схема оптрона с внутренней прямой оптической связью. Усиление или просто преобразование входного электрического сигнала в таком оптроне происходит следующим образом. Изменение входного тока – тока через светодиод сопровождается изменением яркости его свечения и изменением освещенности приемника излучения (например, фоторезистора или фототиристора). Это, в свою очередь, приводит к изменению сопротивления приемника излучения и соответственно к изменению тока через выход оптрона или к изменению напряжения на нагрузочном сопротивлении во внешней цепи оптрона. Естественно, что для существования хорошей оптической связи между элементами оптронной пары кроме соответствующего расположения элементов оптронной пары необходимо по возможности более близкое совпадение спектральных характеристик этих элементов.

Интересным и полезным свойством такого оптрона кроме возможного усиления электрического сигнала по мощности, по напряжению и по току является полная электрическая развязка входа и выхода прибора, что позволяет полностью исключить обратную электрическую связь с его выхода на вход, т. е. изолировать друг от друга две части электрического тракта какой-либо системы.



Внутренняя оптическая связь в оптроне может быть не только прямой, но и обратной положительной или отрицательной. При наличии той или иной обратной оптической связи в оптроне между элементами оптронной пары должна существовать и электрическая связь. Поэтому такие оптроны иногда называют оптронами с электрооптической связью.

В оптроне с положительной обратной оптической связью изменение яркости свечения излучателя света может происходить как из-за изменения сопро-

тивления приемника излучения под действием входного оптического сигнала при неизменном входном напряжении на оптроне, так и из-за изменения входного напряжения при неизменной освещенности приемника излучения входным оптическим сигналом. Таким образом, этот оптрон имеет два входа: оптический $B_{вх}$ и электрический $U_{вх}$. Конструктивно такой оптрон должен быть выполнен так, чтобы, по крайней мере, часть светового потока от излучателя света поступала на приемник излучения, вызывая уменьшение его сопротивления. С уменьшением сопротивления приемника излучения возрастает яркость свечения излучателя света, что приводит к дальнейшему уменьшению сопротивления приемника излучения и т. д. Этот процесс при определенных условиях ($B_{вх} > B_{вх.пор}$ или $U_{вх} > U_{вх.пор}$) может привести к резкому скачкообразному возрастанию тока, проходящего через оптрон, и его выходного излучения.

Кроме двух входов (оптического и электрического) оптрон имеет два аналогичных выхода, что позволяет разнообразить его области применения. Он может выполнять функции своеобразного ключа или триггера. Сема оптрона с положительной обратной связью приведена на рисунке 16.

Оптрон с положительной обратной связью между его элементами:

а– принципиальная схема; б – вольт-амперная характеристика

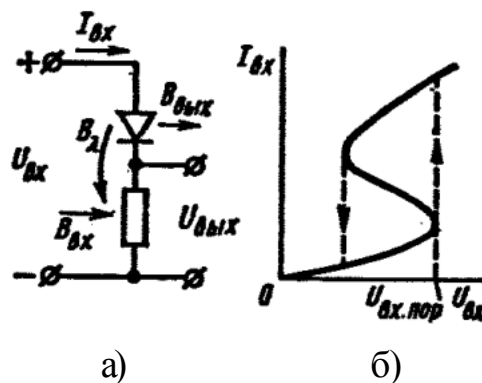


Рисунок 16

Пример схемы оптрона с отрицательной обратной оптической связью приведен на рисунке 17. В таком оптроне излучатель света и приемник излучения включены параллельно.

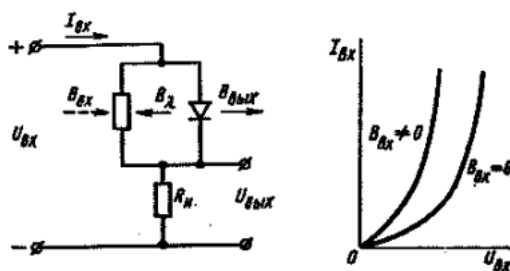


Рисунок 17

Поэтому увеличение входного напряжения $U_{ВХ}$ на оптроне и соответствующее увеличение тока через излучатель света вызывает уменьшение сопротивления приемника излучения, что приводит к еще большему увеличению входного тока через оптрон. Оптрон с отрицательной обратной оптической связью обладает нелинейным сопротивлением, характеристики которого могут изменяться в широких пределах, так как оптрон имеет электрический и оптический вход и выход.

На рисунке 18 приведена схема оптрона с электрической связью. Входным управляющим сигналом оптрона является световой поток $B_{ВХ}$, подаваемый от внешнего излучателя на приемник излучения оптрона, сопротивление которого изменяется с изменением освещенности. При этом происходит перераспределение напряжения на элементах оптрона и изменение тока в последовательной цепи, что приводит к изменению яркости свечения излучателя света.

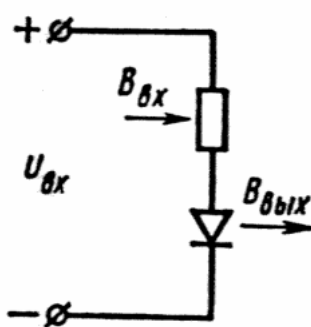


Рисунок 18

Такой оптрон может быть использован для усиления света без изменения его спектрального состава при соответствующих спектральных характеристиках приемника входного излучения и излучателя оптрона. Кроме того, подбирая соответствующим образом спектральные характеристики приемника излучения и излучателя света, в таком оптроне с электрической связью можно осуществить преобразо-

вание видимого излучения одной длины волны в видимое излучение другой, длины волны, невидимое инфракрасное излучение — в видимое, рентгеновское — в видимое и т. д.

ТЕРМИСТОРЫ

Термистор – это полупроводниковый резистор, в котором используется зависимость электрического сопротивления полупроводника от температуры.

ТЕРМИСТОРЫ ПРЯМОГО ПОДОГРЕВА

Принцип действия термисторов с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления.

В термисторах прямого подогрева сопротивление изменяется или под влиянием тепла, выделяющегося в них при прохождении электрического тока, или в результате изменения температуры термистора из-за изменения теплового облучения термистора (например, при изменении температуры окружающей среды). Наиболее широко применяются термисторы, основной особенностью которых является значительное уменьшение сопротивления с увеличением температуры, то есть термисторы с отрицательным температурным коэффициентом сопротивления.

Уменьшение сопротивления полупроводника с увеличением температуры может быть обусловлено разными причинами – увеличением концентрации носителей заряда, увеличением их подвижности или фазовыми превращениями полупроводникового материала.

1. Первое явление характерно для термисторов, изготовленных из монокристаллов ковалентных полупроводников (кремний, германий, карбид кремния, соединения типа $A^{III} B^V$ и др.). Такие полупроводники обладают отрицательным температурным коэффициентом сопротивления в диапазоне температур, соответствующих примесной электропроводности, когда не все примеси ионизированы, а также в диапазоне температур собственной электропроводности, когда концентрация носителей изменяется из-за ионизации собственных атомов полупро-

водника. И в том, и в другом случае зависимость сопротивления полупроводника определяется в основном изменением концентрации носителей заряда, так как температурные изменения подвижности при этом пренебрежимо малы.

В этих диапазонах температур зависимость сопротивления полупроводника от температуры соответствует уравнению:

$$R = R_{\infty} \exp \frac{B}{T},$$

где B – коэффициент температурной чувствительности;

R_{∞} – постоянная, зависящая от материала и размеров термистора.

При неполной ионизации примесей и отсутствии компенсации

$$B \approx \Delta \mathcal{E}_n / (2k),$$

где $\Delta \mathcal{E}_n$ – энергия ионизации примесей (доноров или акцепторов).

Для скомпенсированного полупроводника при неполной ионизации примесей:

$$B \approx \Delta \mathcal{E}_n / k.$$

При собственной электропроводности

$$B \approx \Delta \mathcal{E} / k,$$

где $\Delta \mathcal{E}$ – ширина запрещенной зоны.

2. Основная часть термисторов, выпускаемых промышленностью, изготовлена из поликристаллических окисных полупроводников – из окислов так называемых металлов переходной группы таблицы Менделеева (от титана до цинка). Термисторы в форме стержней, трубок, дисков или пластинок получают методами керамической технологии, то есть путем обжига заготовок при высокой температуре.

Электропроводность окисных полупроводников с преобладающей ионной связью между атомами отличается от электропроводности ковалентных полупроводников. Для металлов переходной группы характерны наличие незаполненных электронных оболочек и переменная валентность. В результате при образовании окисла в определенных условиях (наличие примесей, отклонение от стехиометрии) в одинаковых кристаллографических положениях оказываются ионы

с разными зарядами. Электропроводность таких материалов связана с обменом электронами между соседними ионами. Энергия, необходимая для такого обмена, мала. Поэтому все электроны (или дырки), которые могут переходить от одного иона к другому, можно считать свободными носителями заряда, а их концентрацию – постоянной в рабочем диапазоне температур термистора. Из-за сильного взаимодействия носителей заряда с ионами подвижность носителей заряда в окисном полупроводнике оказывается малой и экспоненциально возрастающей с ростом температуры. В результате температурная зависимость сопротивления термистора окисного полупроводника оказывается такой же, как и у термисторов из ковалентных полупроводников, но коэффициент температурной чувствительности характеризует в этом случае изменение подвижности носителей заряда, а не изменение их концентрации.

3. В окислах ванадия V_2O_4 и V_2O_3 при температуре фазовых превращений (68 и -110 °С) наблюдается уменьшение удельного сопротивления на несколько порядков. Это явление также может быть использовано для создания термисторов с большим отрицательным температурным коэффициентом сопротивления в диапазоне температур, соответствующих фазовому превращению.

Характеристики и параметры термисторов прямого подогрева

Температурная характеристика термистора – это зависимость его сопротивления от температуры. Зависимость носит экспоненциальный характер. Пример температурной характеристики одного из термисторов приведен на рисунке 19.

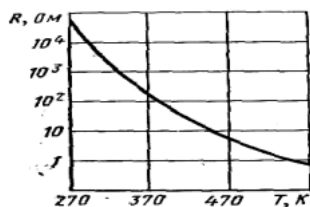


Рисунок 19

Номинальное сопротивление термистора – это его сопротивление при определенной температуре (обычно 20 °С). Термисторы изготавливают с допустимым отклонением от номинального сопротивления ± 20 , 10 и 5 %. Номинальные сопро-

тивления различных типов термисторов имеют значения от нескольких ом до нескольких сотен килоом.

Коэффициент температурной чувствительности B – это коэффициент в показателе экспоненты температурной характеристики термистора. Значение этого коэффициента, зависящее от свойств материала термистора, практически постоянно для данного термистора в рабочем диапазоне температур и для различных типов термисторов находится в пределах от 700 до 15 000 К. Коэффициент температурной чувствительности может быть найден экспериментально путем измерения сопротивлений термистора при двух температурах T_0 и T по формуле:

$$B = \frac{\ln \frac{R}{R_0}}{1/T_0 - 1/T}.$$

Температурный коэффициент сопротивления термистора показывает относительное изменение сопротивления термистора при изменении температуры на один градус:

$$TKR \Big|_T = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT}.$$

Температурный коэффициент сопротивления зависит от температуры, поэтому его необходимо записывать с индексом, указывающим температуру, при которой имеет место данное значение. Зависимость температурного коэффициента сопротивления от температуры можно получить,

$$TKR = -B / T^2.$$

Значения температурного коэффициента сопротивления при комнатной температуре различных термисторов находятся в пределах $-(0,8-6,0) 10^{-2} \text{ K}^{-1}$.

Коэффициент рассеяния термистора H численно равен мощности, рассеиваемой термистором при разности температур термистора и окружающей среды в один градус или, другими словами, численно равен мощности, которую надо выделить в термисторе, чтобы нагреть его на один градус.

Статическая вольт-амперная характеристика термистора – это зависимость падения напряжения на термисторе от проходящего через него тока в условиях теплового равновесия между термистором и окружающей средой.

На рисунке 20 показаны статические вольт-амперные характеристики термисторов.

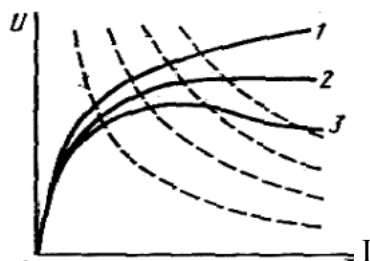


Рисунок 20

Линейность характеристик при малых токах и напряжениях объясняется тем, что выделяемая в термисторе мощность недостаточна для существенного изменения его температуры. При увеличении тока, проходящего через термистор, выделяемая в нем мощность повышает его температуру. Сопротивление термистора определяется, таким образом, суммарной температурой – температурой окружающей среды и температурой перегрева термистора. При этих токах сопротивление термистора уменьшается с увеличением тока и температуры в соответствии с рис. 20, линейность статической вольт-амперной характеристики нарушается. При дальнейшем увеличении тока и большой температурной чувствительности термистора может наблюдаться падающий участок статической вольт-амперной характеристики, т. е. уменьшение напряжения на термисторе с увеличением проходящего через него тока.

Мощность, выделяющаяся в термисторе, непрерывно возрастает с увеличением проходящего через термистор тока, несмотря на уменьшение падающего на термисторе напряжения. В результате гиперболы равной мощности пересекают статическую вольт-амперную характеристику термистора только в одной точке. Для каждой точки статической вольт-амперной характеристики термистора справедливо уравнение теплового баланса между мощностью, выделяющейся в термисторе из-за проходящего тока, и мощностью, которую он рассеивает в окружающей среду:

$$U^2 / R = I^2 R = H(T - T_{окр}),$$

где T – температура термистора; $T_{окр}$ – температура окружающей среды.

Из уравнения можно получить уравнения статической вольт-амперной характеристики термистора в параметрическом виде:

$$U = \sqrt{HR_{\infty}(T - T_{окр}) \exp \frac{B}{T}},$$

$$I = \sqrt{\frac{H}{R_{\infty}}(T - T_{окр}) \exp(-\frac{B}{T})}.$$

Вид статической вольт-амперной характеристики термистора определяется коэффициентом рассеяния H , коэффициентом температурной чувствительности B , номинальным сопротивлением термистора и температурой окружающей среды. Так, при уменьшении коэффициента рассеяния H (например, при уменьшении давления воздуха, окружающего термистор) происходит более интенсивный разогрев термистора, и, следовательно, те же температуры достигаются при меньших мощностях, выделяемых в термисторе при прохождении тока, т. е. статическая вольт-амперная характеристика смещается вниз (в область меньших напряжений).

При увеличении температуры окружающей среды уменьшается сопротивление термистора, снижается максимум статической вольт-амперной характеристики, и уменьшается ее крутизна. Такую зависимость используют в системах автоматического контроля и регулирования температуры.

Увеличение коэффициента температурной чувствительности B приводит к смещению максимума статической вольт-амперной характеристики в сторону меньших мощностей, а крутизна падающего участка возрастает.

Исследуем уравнение на максимум функции, полагая коэффициент температурной чувствительности и коэффициент рассеяния постоянными. Для этого первую производную от напряжения по току приравняем к нулю. В связи с параметрическим видом вольт-амперной характеристики в данном случае производную от напряжения по вспомогательной переменной, т. е. по параметру T ,

умножим на производную температуры по току и приравняем полученное произведение нулю:

$$\frac{dU}{dI} = \frac{dU}{dT} \cdot \frac{dT}{dI} = 0.$$

В результате получим:

$$T^2_{U_{экст}} - BT_{U_{экст}} + BT_{окр} = 0;$$

отсюда

$$T_{U_{экст}} = \frac{B \pm \sqrt{B(B - 4T_{окр})}}{2}.$$

Из последнего уравнения следует:

1. Статическая вольт-амперная характеристика термистора будет иметь экстремальные значения напряжения только при условии $B > 4T_{окр}$.

2. Существует два решения, соответствующие максимуму и минимуму напряжения на термисторе. Однако при минимуме напряжения на термисторе температура его оказывается выше допустимой, то есть практически минимум напряжения находится за пределами рабочего диапазона температур термистора.

3. Температура, а значит, и сопротивление термистора при экстремальных значениях напряжения определяются только величинами B и $T_{окр}$. Температура термистора при экстремальных значениях напряжения не зависит, например, от коэффициента рассеивания. Поэтому максимумы (и минимумы) статических вольт-амперных характеристик термистора, помещенного в различные среды, должны наблюдаться при одних и тех же сопротивлениях термистора. Коэффициент рассеивания сказывается только на значениях напряжения и тока в точке максимума (и минимума) статической вольт-амперной характеристики, что следует из уравнений.

Максимально допустимая температура термистора – это температура, при которой еще не происходит необратимых изменений параметров и характеристик термистора. Максимально допустимая температура определяется не толь-

ко свойствами исходных материалов термистора, но и его конструктивными особенностями.

Максимально допустимая мощность рассеяния термистора – это мощность, при которой термистор, находящийся в спокойном воздухе при температуре 20 °С, разогревается при прохождении тока до максимально допустимой температуры. При уменьшении температуры окружающего воздуха, а также при работе термистора в вередях, обеспечивающих лучший теплоотвод, мощность рассеяния может превышать максимально допустимое значение.

Коэффициент энергетической чувствительности термистора G численно равен мощности, которую необходимо подвести к термистору для уменьшения его сопротивления на 1 %. Коэффициент энергетической чувствительности связан с коэффициентом рассеяния и температурным коэффициентом сопротивления соотношением:

$$G = H / TKR .$$

Величина коэффициента энергетической чувствительности зависит от режима работы термистора, т. е. будет различна в каждой точке статической вольт-амперной характеристики.

Постоянная времени термистора – это время, в течение которого температура термистора уменьшится на 63 % (в e раз) по отношению к разности температур термистора и окружающей среды (например, при переносе термистора из воздушной среды с температурой 120 °С в воздушную среду с температурой 20 °С). Тепловая инерционность термистора, характеризуемая его постоянной времени, определяется конструкцией и размерами термистора и зависит от теплопроводности среды, в которой находится термистор. Для разных типов термисторов постоянная времени лежит в пределах: от 0,5 до 140 секунд.

Сверхпроводимость

Сверхпроводимость была открыта в 1911 г. в Лейденской лаборатории в Голландии Камерлинг-Оннесом. Изучая зависимость удельного сопротивления

(ρ) ртути (Hg) от температуры, он обнаружил, что при $T_C=4,2$ К, сопротивление внезапно исчезало и не было обнаружено при всех $T < T_C$. Особенность: сопротивление уменьшалось не постепенно, а скачком, следовательно, образец переходил в новое состояние, в котором он не имел сопротивления.

Используя современные чувствительные приборы, можно утверждать, что ρ сверхпроводника отсутствует по крайней мере на уровне 10^{-24} Ом·см.

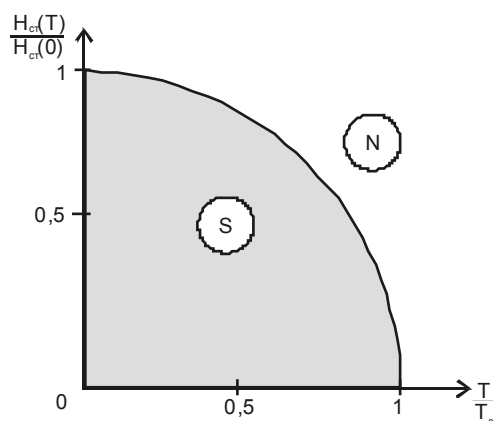
Для сравнения, ρ чистой меди при температуре 4,2 К примерно равна 10^{-9} Ом·см.

Сверхпроводимость была обнаружена у ряда других металлов: олово, свинец, индий, алюминий, ниобий, и др. Сверхпроводниками оказались и многие сплавы и интерметаллические соединения.

Температура перехода из нормального состояния в сверхпроводящее называют критической температурой T_C . Сверхпроводящее состояние может быть разрушено не только нагреванием, но и помещением сверхпроводника в сравнительно слабое магнитное поле. Это поле называют критическим полем массивного материала H_{cm} в отличие от критических полей пленок, тонких нитей, шариков и так далее:

$$H_{cm}(T) = H_{cm}(0) \cdot \left(1 - \left(\frac{T}{T_C}\right)^2\right),$$

здесь $H_{cm}(0)$ – критическое поле, экстраполированное к абсолютному нулю температуры.



Квантование магнитного потока

Электрический ток в скандиевом кольце может существовать бесконечно долго. При этом никакого источника тока не требуется, так как сопротивление кольца равно нулю. Создать такой ток можно следующим образом: при $T > T_C$ поместим кольцо во внешнее магнитное поле так, чтобы магнитные силовые линии проходили через плоскость кольца. Затем понизим $T < T_C$ и выключим магнитное поле. Возникает $\varepsilon_{\text{инд}}$ и появляется $I_{\text{инд}}$, который уже не затухает. Этот ток будет препятствовать уменьшению магнитного потока в кольце, то есть поддерживать его на прежнем уровне. Действительно, если кольцо имело сопротивление R и индуктивность L , то

$$\Phi = \Phi_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right), \text{ где } \tau = \frac{L}{R}.$$

Но в сверхпроводящем кольце сопротивление равно нулю, следовательно, такое затухание будет продолжаться бесконечно долго. Это означает, что в кольце оказался «замороженный» магнитный поток, а в кольце циркулирует незатухающий ток. На первый взгляд величина «замороженного» в кольце потока может быть произвольной. Эксперименты показали, что магнитный поток может принимать значения, кратные величине:

$$\Phi_0 = \frac{\pi \hbar c}{q_C} = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2,$$

носящей название кванта магнитного потока.

Эффекты Джозефсона

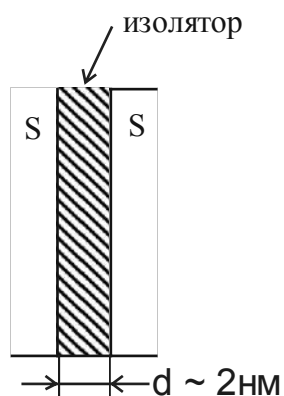
Другим подтверждением того, что сверхпроводимость – квантовый эффект, служат эффекты слабой сверхпроводимости (эффекты Джозефсона).

Под слабой сверхпроводимостью понимается такая ситуация, когда два сверхпроводника соединены слабой связью. Такой слабой связью может быть

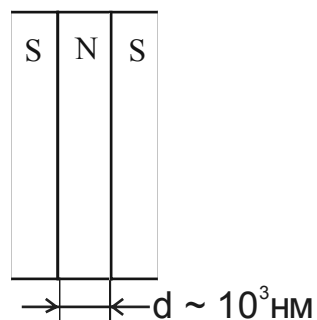
туннельный переход, тонкоплёночное сужение, простое слабое касание двух сверхпроводников на малой площади и другие подобные «ослабления».

Виды слабой связи:

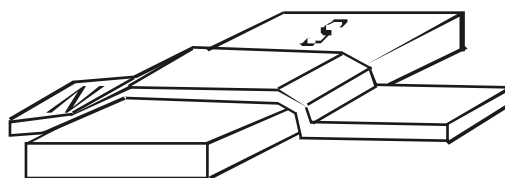
а) Туннельный переход



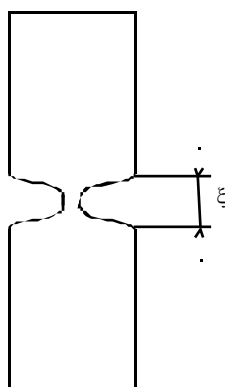
б) «Сандвич».



в) Нормальная пленка локально понижает параметр порядка сверхпроводящей плёнки S



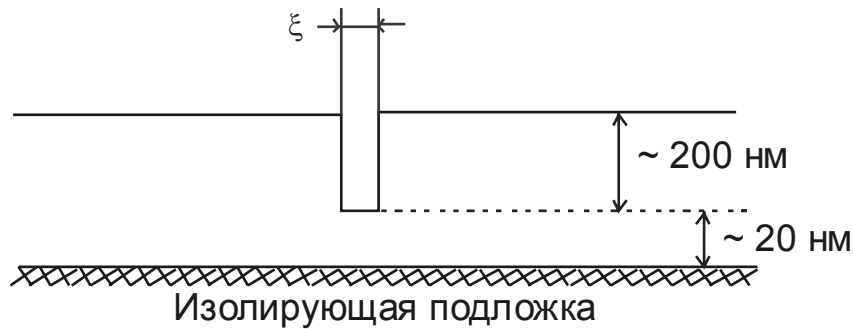
г) Мостик Даймера.



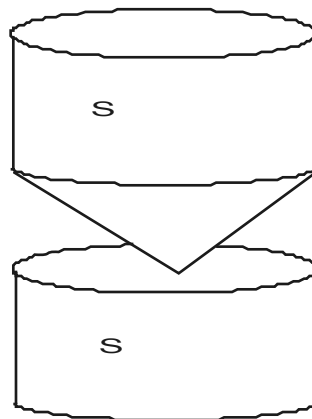
Размер сужения имеет длину порядка длины когерентности ξ материала пленки. Дальнейшим развитием мостика Даймера является мостик переменной толщины.

Мостик переменной толщины имеет плёночные берега толщиной несколько сотен нанометров, а пленка собственно мостика – десятки нанометров

д) СП-пленка.



е) Точечный контакт.



Различают два эффекта: Джозефсона: 1) стационарный, 2) нестационарный.

1) Стационарный эффект.

Пропустим ток через слабую связь (Джозефсоновский переход). Оказывается, если ток достаточно слабый, то он протекает через слабую связь без сопротивления, даже если слабая связь сделана не из сверхпроводящего материала. Здесь мы сталкиваемся с важнейшим свойством сверхпроводника – согласованным когерентным поведением его электронов. Электроны двух сверхпроводников с помощью слабой связи объединились в единый квантовый коллектив, то есть ψ -функция электронов с одной стороны слабой связи, пройдя через связь, проинтегрировалась с «местной» ψ -функцией электронов по другую сторону связи. В результате, электроны по обе стороны связи стали описываться единой волновой функцией.

2) Нестационарный эффект.

Увеличим постоянный ток через слабую связь настолько, чтобы на ней появилось некоторое электрическое напряжение. Оказывается, что это напря-

жение, кроме постоянной составляющей V , будет иметь еще и переменную составляющую, осциллирующую с угловой частотой, причём

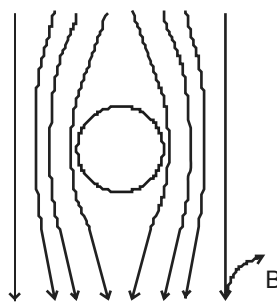
$$h\omega = 2q_e V,$$

то есть возможна джозефсоновская генерация излучения из перехода.

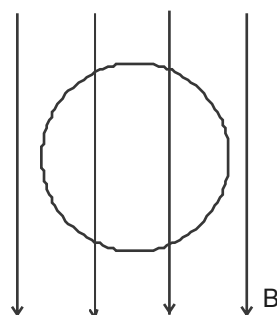
Эффект Мейснера-Оксенфельда

Эффект Мейснера-Оксенфельда заключается в выталкивании внешнего магнитного поля из вещества, перешедшего в сверхпроводящее состояние.

а). $T < T_c$



б). $T > T_c$



Сверхпроводящие квантовые интерферометры (сквиды)

В этом параграфе мы рассмотрим главные принципы работы так называемых сверхпроводящих квантовых интерферометров – сквидов. Это утвердившееся в русской научной и технической литературе слово возникло от английского сокращения SQUID (Superconducting Quantum Interference Device – сверхпроводящее квантовое интерференционное устройство). Эти чрезвычайно простые по конструкции сверхпроводящие устройства открыли совершенно новые горизонты в технике низкотемпературных измерений. С их помощью можно создать магнетометры с чувствительностью порядка 10^{-11} Гс, вольтметры с чувствительностью порядка 10^{-15} В и другие приборы уникальной чувствительно-

сти. Несомненно, что в ближайшие годы сфера применения сквидов будет расширяться.

Итак, что же такое сквид?

Различают два типа сквидов – двухконтактный сквид, или, как говорят, сквид на постоянном токе, и одноконтактный сквид, или, что то же самое – высокочастотный сквид.

Двухконтактный сквид. Это устройство представляет собой просто два джозефсоновских перехода, включенных параллельно. Включение осуществляется массивными сверхпроводниками, которые вместе с джозефсоновскими переходами a и b образуют замкнутый контур (кольцо). Внутри этого кольца введена катушка, создающая магнитный поток. Мы хотим понять, как будет зависеть максимальный бездиссипативный ток $I_{\text{шах}}$ через такое устройство от величины полного магнитного потока Φ , заключенного внутри кольца интерферометра. Выделим внутри кольца две пары точек, близких к переходам, и соединим их пунктирным контуром, как показано на рисунке 21.

Фаза волновой функции по обе стороны переходов:

$$\theta_3 - \theta_1 + \theta_2 - \theta_4 = \frac{2e}{h} \left(\int_1^3 A dl + \int_4^2 A dl \right).$$

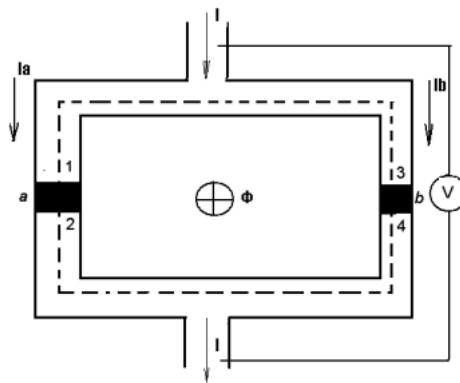


Рисунок 21

Поскольку расстояния между точками 1 и 2 так же, как и между точками 3 и 4, малы по сравнению с длиной пунктирного контура, а векторный потенциал A не имеет особенностей около джозефсоновских переходов, можно допол-

нить правую часть выражения еще и интегралом по участкам 3–4 и 2–1. В результате получим:

$$\varphi_a - \varphi_b = \frac{2e}{h} \oint A dl,$$

то есть

$$\varphi_a - \varphi_b = 2\pi\Phi / \Phi_0,$$

где Φ – полный магнитный поток, охватываемый кольцом интерферометра,

$\varphi_a = \theta_4 - \theta_1$, $\varphi_b = \theta_4 - \theta_3$, а $\Phi_0 = \pi h / e$ – квант магнитного потока.

Ток через переход a равен:

$$I_a = I_0 \sin \varphi_a,$$

а через b :

$$I_b = I_0 \sin \varphi_b,$$

(мы предполагаем, что оба перехода одинаковы, с одним и тем же критическим током I_c), полный ток I через интерферометр будет равен сумме токов I_a и I_b :

$$I = I_0 (\sin \varphi_a + \sin \varphi_b).$$

При заданном полном магнитном потоке через кольцо интерферометра Φ единственным параметром, который подстраивается под заданный полный ток интерферометра I , является, величина φ_b . Отсюда следует, что максимальный бездиссипативный ток интерферометра равен:

$$I_{\max} = 2I_0 |\cos(\pi\Phi / \Phi_0)|.$$

Эта зависимость I_{\max} от Φ представлена на рисунке 22.

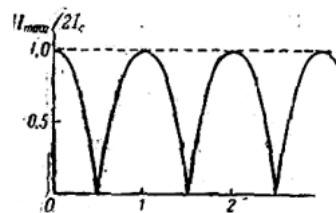


Рисунок 22

Видно, что наиболее устойчиво сверхпроводящее состояние кольца по отношению к внешнему току I будет в случаях, когда полный магнитный поток через интерферометр Φ будет равен целому числу квантов потока Φ_0 . Наоборот, случай, когда Φ равно полуцелому числу квантов потока, соответствует неустойчивому сверхпроводящему состоянию: достаточно приложить к интерферометру ничтожный ток I , чтобы прибор перешел в резистивное состояние, и чтобы вольтметр обнаружил напряжение на интерферометре. Подчеркнем, что Φ – это полный поток в кольце интерферометра. Поток, созданный непосредственно катушкой, введенной в интерферометр Φ_e , связан с Φ простым соотношением:

$$\Phi = \Phi_e - LI_g,$$

где L — индуктивность кольца интерферометра, I_g — экранирующий ток, текущий по интерферометру. Критический ток интерферометра зависит от Φ_e тоже периодически и тоже с периодом Φ_0 . Эта зависимость показана на рисунке 23.

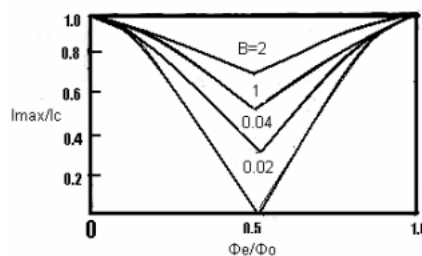


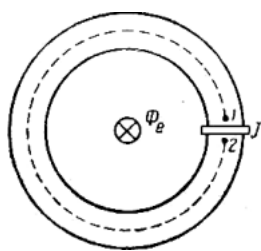
Рисунок 23

Подробный анализ работы двухконтактного сквида приведен в работе Кларка.

Двухконтактный сквид может быть использован как прибор необычайно высокой чувствительности во всех случаях, когда изменение наблюдаемой величины можно преобразовать в изменение магнитного потока. Ограничение чувствительности, определяемое лишь тепловыми шумами джозефсоновских переходов, по теоретическим оценкам может быть порядка нескольких единиц на $10^{-5} \Phi_0$, если время измерения будет не меньше 1 секунды. Это означает, что

открывается возможность чувствовать изменения магнитного поля порядка 10^{-11} – 10^{-12} Гс. Для сравнения укажем, что магнитное поле Земли имеет величину около 0,5 Гс.

Одноконтактный сквид. Главным элементом одноконтактного сквида является сверх проводящее кольцо, замкнутое джозефсоновским переходом. Выделим пару точек (1, 2) вблизи перехода, как показано на рисунке, и соединим их штриховым контуром, все точки которого лежат внутри массивного сверх-



проводника и удалены от краев сверхпроводника на расстояния большие по сравнению с глубиной проникновения λ . Это значит, что в любой точке пунктирного контура сверхток равен нулю, т. е. сверхтекущая скорость V_s отсутствует.

Одноконтактный сквид: сверхпроводящее кольцо, замкнутое джозефсоновским переходом J . Внутри кольца введена катушка, создающая внешний поток Φ_e . Вернемся теперь снова к выражению для обобщенного импульса куперовской пары и проинтегрируем его по пунктирному контуру от точки 1 до точки 2. Учитывая, что $V_s=0$, имеем:

$$h(\theta_2 - \theta_1) = 2e \int_1^2 A dl .$$

Расстояние между точками 1 и 2 через переход значительно меньше расстояния между этими же точками по пунктирному контуру, а векторный потенциал A никаких особенностей в области J не имеет. Поэтому правая часть формулы существенно не изменится, если ее дополнить интегралом $\int_1^2 A dl$ проходящим через переход J .

Тогда:

$$\varphi = 2\pi\Phi / \Phi_0 ,$$

где Φ – полный магнитный поток, охваченный кольцом одноконтактного сквида.

Но полный поток Φ отличается от внешнего потока Φ_e , созданного катушкой в кольце, на величину, которая создается экранирующим током I_\odot , текущим по кольцу:

$$\Phi = \Phi_e - LI_\odot,$$

где L – индуктивность кольца. Поскольку этот экранирующий ток проходит по кольцу и по переходу, он связан с разностью фаз волновой функции сверхпроводящих электронов на переходе φ известным соотношением:

$$\Phi_e = \Phi + LI_\odot \sin(2\pi\Phi / \Phi_0).$$

Эту формулу можно рассматривать как неявное выражение для зависимости полного потока Φ от внешнего потока Φ_e . Графически эта зависимость изображена на рисунке 24.

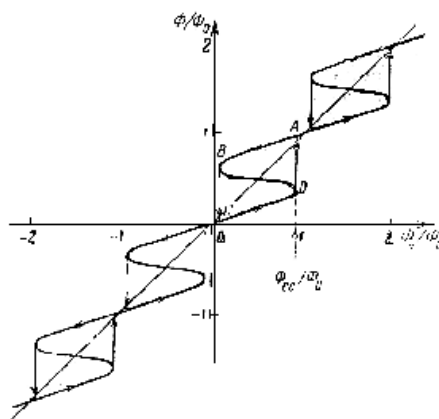


Рисунок 24

Обсудим теперь физическую сторону дела. Начинаем увеличивать внешний поток Φ_e (т. е. ток в катушке, которая вставлена в кольцо сквида). Немедленно в кольце возникает экранирующий ток I_\odot , который создает свой собственный поток, частично компенсирующий внешний поток Φ_e . Поэтому полный, результирующий поток Φ будет меньше, Φ_e . Почему компенсация только частичная? Если бы кольцо было сплошным, без слабой связи – компенсация была бы полной и Φ равнялось бы нулю. Это можно представить себе и немного по-другому.

Для задания внешнего потока Φ_e совсем не обязательно вводить катушку с током внутрь кольца интерферометра (это просто практически удобнее). Можно, наоборот, считать, что кольцо внесено во внешнее однородное поле, и тогда Φ_e — это просто произведение магнитной индукции этого внешнего поля на площадь кольца (предполагается, конечно, что плоскость кольца перпендикулярна внешнему магнитному полю). Теперь понятно, что если кольцо сплошное, без слабой связи, то полный поток Φ в нем равен нулю, а наличие слабой связи приводит к появлению такого места в кольце, через которое внешнее магнитное поле частично проникает внутрь кольца. Экранировка оказывается неполной.

При дальнейшем увеличении внешнего потока Φ_e увеличивается и экранирующий ток. Он достигает критического значения при внешнем потоке Φ_{ec} . В этот момент система становится неустойчивой и скачком переходит в следующее квантовое состояние. При этом полный магнитный поток кольца оказывается больше внешнего потока, и экранирующий ток изменяет свое направление (т. е. становится намагничивающим). Однако мы видим, что при дальнейшем увеличении Φ_e , когда внешний поток станет равен кванту потока Φ_0 , полный поток тоже станет равен кванту потока и экранирующий ток исчезнет — ситуация вполне аналогичная случаю, когда $\Phi_e = 0$. При дальнейшем увеличении Φ_e с периодичностью Φ_0 все процессы будут повторяться. При уменьшении Φ_e скачки будут происходить из точки B и аналогичных ей точек. Таким образом, циклическое изменение внешнего потока Φ_e может сопровождаться гистерезисным циклом $CDABC$. Площадь этой гистерезисной петли пропорциональна выделившейся в контакте энергии (см. рисунок 25).

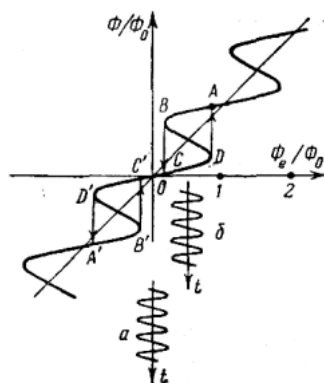


Рисунок 25

Изменение внешнего потока со временем:

а) при нулевом потоке, созданном входной катушкой ($\Phi_T = 0$), б) при $\Phi_T = \Phi_0/2$.

Того, что мы знаем теперь о свойствах сверхпроводящего кольца, замкнутого на джозефсоновский переход, достаточно, чтобы понять, как работает высокочастотный (ВЧ) сквид. Принципиальная блок-схема ВЧ сквида приведена на рисунке 26.

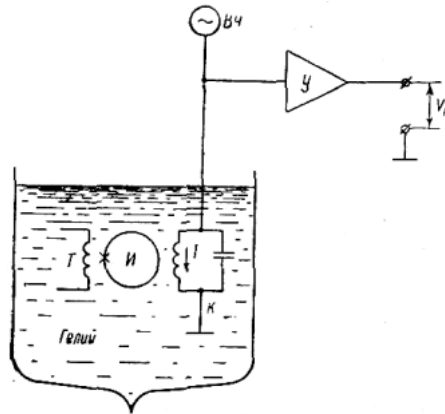


Рисунок 26

Принципиальная блок-схема ВЧ сквида: ВЧ – высокочастотный генератор тока (с большим внутренним сопротивлением), У – усилитель высокой частоты, И – кольцо интерферометра с джозефсоновским переходом, Т – вторичная катушка трансформатора потока, К – ВЧ резонансный контур.

ВЧ генератор с очень большим внутренним сопротивлением (генератор тока) питает ток на частоте ν резонансный контур К. (Очень употребительны устройства, в которых $\nu \approx 10 \div 20$ МГц. Однако существуют и значительно более высокочастотные сквиды с рабочей частотой в несколько ГГц.) Катушка этого контура индуктивно связана с кольцом интерферометра И. Усилитель У усиливает ВЧ напряжение, которое падает на контуре К. Это усиленное напряжение V_0 и есть выход прибора. Вход прибора – это катушка Т, тоже индуктивно связанная с кольцом И.

Выясним прежде всего, как зависит выход V_0 от величины тока I через индуктивность контура К. Пусть ток входной катушки Т равен нулю. Тогда внешний поток Φ создается только катушкой контура К и колеблется с ча-

стотой v . Синусоидальное изменение потока Φ_e вызовет соответствующее изменение полного потока Φ , что приведет в конечном счете к появлению некоторого ВЧ напряжения V_0 на выходе схемы. Увеличение тока накачки I пропорционально увеличит амплитуду Φ_e и соответственно Φ и V_0 . Таким образом, мы имеем линейную зависимость V_0 от I (начальный участок ВЧ вольтамперной характеристики). Но так будет продолжаться только до тех пор, пока ток контура I не достигнет такой величины, что амплитуда Φ станет равной критической величине. В этот момент произойдет скачок полного потока, на графике зависимости Φ от Φ_e изображающая точка опишет петлю гистерезиса, выделится тепло, пропорциональное площади этой петли, на это потребуется много энергии, которая будет забрана из контура K . Амплитуда тока I резко упадет и в течение сравнительно долгого времени (много периодов ВЧ колебаний) эта амплитуда будет «дорастать» до своей прежней величины. Увеличение амплитуды тока накачки от ВЧ генератора теперь не может привести к увеличению выходного напряжения V_0 , так как все описанные только что процессы будут повторяться. Разница будет лишь в том, что восстановление амплитуды тока контура I будет происходить быстрее, за меньшее число ВЧ периодов. Это значит, что мы вышли на горизонтальный участок вольтамперной характеристики. Наконец, при некотором токе ВЧ накачки ток контура I достигнет такой величины (I_b), когда за время одного периода ВЧ генератор восстанавливает энергию контура K , которую этот контур отдал кольцу интерферометра для двух гистерезисных циклов $DABC$ и $D'A'B'C'$. Только теперь дальнейшее увеличение амплитуды тока контура I (соответственно – внешнего потока Φ_e) приведет к увеличению полного потока Φ и выходного напряжения V_0 . Это увеличение будет продолжаться до тех пор, пока амплитуда Φ не достигнет второго критического значения. Как только это произойдет, вновь возникнут гистерезисные потери, и весь описанный выше процесс повторится. На вольтамперной характеристике появится второе плато.

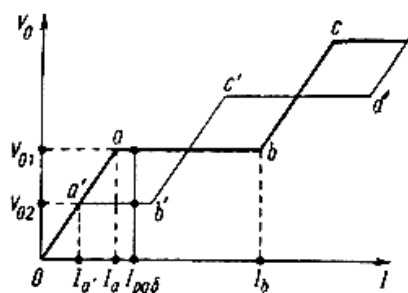


Рисунок 27

Теперь нам надо рассмотреть случай, когда входная катушка T обтекается током и создает постоянный магнитный поток, равный $\Phi_T = \Phi_0/2$. В этом случае зависимость Φ_e от времени представлена графиком «б» на рис.25. Ясно, что критическое значение Φ_{ec} будет теперь достигнуто при значительно меньшем токе контура $I = I_a$ по сравнению со случаем $\Phi_T = 0$ (в том случае Φ_{ec} достигалось при $I = I_a$). Кроме того, теперь и длина первого плато должна быть в два раза короче, так как теперь генератор должен восстановить энергию контура, ушедшую только на один гистерезисный цикл. Однако последующие плато на вольтамперной характеристике вновь будут длинные, так как вновь нужно будет восстанавливать энергию пары гистерезисных циклов.

Переходим теперь к завершающему этапу анализа работы ВЧ сквида. Дадим прибору некоторый ВЧ ток накачки, так, чтобы рабочая точка по току соответствовала величине $I_{раб}$. Если $\Phi_T = 0$, на выходе будет напряжение V_{01} , если $\Phi = \Phi_0/2$ – выходное напряжение будет V_{02} . А как будет меняться напряжение V_0 , если мы будем менять входной поток Φ_T от 0 до $\Phi_0/2$? Нетрудно сообразить, что мы будем иметь плавное уменьшение V_0 от V_{01} до V_{02} . Но если $\Phi_T = \Phi_0$, то, согласно рисунка 27, должна возникнуть ситуация, полностью аналогичная случаю $\Phi_T = 0$, и выход будет снова равен V_{01} . В результате мы приходим к так называемой «треугольной» зависимости выходного напряжения V_0 от входного потока Φ_T (см. рисунок 28).

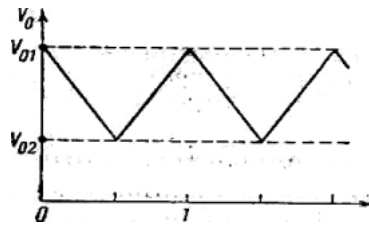


Рисунок 28

Зависимость выходного ВЧ напряжения V_0 от постоянного потока Φ_T , созданного входной катушкой T .

Из этого графика следует, что наша схема чувствует изменения измеряемого потока Φ_T с чувствительностью много лучшей одного кванта потока. Теоретический анализ чувствительности современных ВЧ сквидов показал, что возможно создание приборов с чувствительностью порядка $10^{-5} \Phi_0$ при времени измерения не меньше 1 секунды.

Наиболее практически удобным (и наиболее распространенным) оказался одноконтактный сквид конструкции Циммермана. Джозефсоновский переход в нем выполнен в виде точечного прижимного контакта. Приемная катушка T и катушка индуктивности контура K вводятся в два отверстия сквида (рисунок 29).

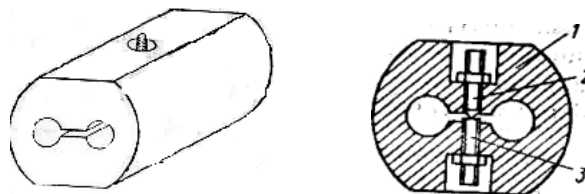


Рисунок 29

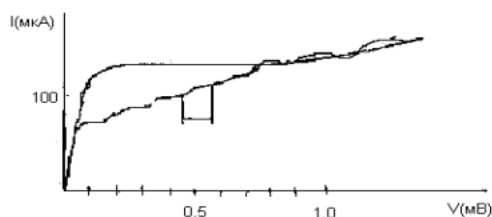
Одноконтактный сквид конструкции Циммермана

а) общий вид, б) разрез по центральной плоскости: 1 — ниобиевый корпус, 2 — заостренный ниобиевый винт, 3 — ниобиевый винт.

Применения слабой сверхпроводимости

Рассмотренное в этой главе удивительно красивое физическое явление — слабая сверхпроводимость — нашло множество способов практического использования. Рассмотрим некоторые из них.

Мы уже знаем, что если через Джозефсоновский переход пропускать ток, больший критического, напряжение на переходе будет иметь переменную составляющую. Частота этой составляющей будет определяться соотношением. Нетрудно сообразить, что если теперь переход поместить во внешнее высокочастотное поле, то если частота этого поля совпадает с частотой джозефсоновской генерации, должен возникнуть какой-то резонанс. И действительно, в этом случае вольтамперная характеристика для усредненных значений тока и напряжения будет иметь вид ступенчатой кривой, а расстояния между ступеньками в точности равны $h\omega/2e$. Поскольку измерение частоты может быть произведено с очень высокой точностью, а величины h и e являются мировыми постоянными, расстояние между ступеньками тока на вольтамперной характеристике может быть очень точно определено. Это и есть принцип создания стандарта единицы электрического напряжения – вольта.



Вольтамперная характеристика джозефсоновского перехода: а) без внешнего ВЧ электромагнитного поля, б) ВЧ поле включено. Начальный участок вольтамперной характеристики не совпадает с осью ординат, потому что на самописец подавалось напряжение с джозефсоновского перехода и включенного с ним последовательно участка нормальной пленки.

Сверхпроводящие квантовые интерферометры (сквиды) используются прежде всего как магнетометры. Им доступны для регистрации изменения магнитного поля порядка 10^{-10} Гс при ширине полосы пропускания устройства, равной 1 Гц. Напомним, что уровень магнитного поля Земли составляет 0,5 Гс. Ясно, что использование столь чувствительных приборов открывает совершенно новые возможности в разных областях науки: геологии, геофизике,

биофизике и др. Так, например, в последние годы начались исследования магнитных полей сердца человека – так называемых магнитных кардиограмм. Оказалось, что они несут большую информацию о сердечной патологии, чем привычные электрокардиограммы. По-видимому, магнитные кардиограммы в ближайшие годы начнут использоваться для более точной диагностики сердечной патологии.

Использование сквида в качестве нуля-прибора в обычной мостиковой схеме позволяет создать вольтметр с чувствительностью около 10^{-15} В. Такие приборы уже используются в физических лабораториях. Уже сейчас джозефсоновские элементы используются в различного рода СВЧ приборах для приема и преобразования электромагнитного излучения в микроволновом диапазоне. В частности, существует опыт использования джозефсоновского перехода в качестве чувствительного элемента в радиотелескопе.

Укажем, наконец, на возможность использования джозефсоновских переходов в качестве элементов памяти логических элементов в электронных вычислительных устройствах. Их применение в ЭВМ позволит увеличить быстродействие машин и уменьшит затрачиваемую мощность. Несомненно, что практическое использование слабой сверхпроводимости будет в ближайшие годы расширяться и вряд ли сейчас можно предсказать, какие удивительные результаты от этого последуют.