



Министерство образования Республики Беларусь

Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого»

Кафедра «Промышленная электроника»

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Часть 2

**Практическое пособие
по выполнению лабораторных работ
для студентов специальности 1-36 04 02
«Промышленная электроника»
дневной и заочной форм обучения**

Гомель 2006

УДК 621.384(075.8)

ББК 32.85я73
Ф90

*Рекомендовано научно-методическим советом
факультета автоматизированных и информационных систем
ГГТУ им. П. О. Сухого*

Авторы-составители: *Б. А. Верига, О. В. Гуреева, В. И. Шуликов*

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, зав. каф. «Физика» ГГТУ им. П. О. Сухого
П. А. Хило

Физические основы электронной техники. Ч. 2 : практ. пособие по выполнению лаб. работ для студентов специальности 1-36 04 02 «Промышленная электроника» днев. и заоч. форм обучения / авт.-сост.: Б. А. Верига, О. В. Гуреева, В. И. Шуликов. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2006. – 36 с. – Систем. требования: PC не ниже Intel Celeron 300 МГц ; 32 Mb RAM ; свободное место на HDD 16 Mb ; Windows 98 и выше ; Adobe Acrobat Reader. – Режим доступа: <http://gstu.local/lib>. – Загл. с титул. экрана.

Практическое пособие объединяет цикл из трех лабораторных работ одной тематической направленности: фотоэлектрические свойства полупроводниковых материалов и полупроводниковых фотоэлементов. При выполнении цикла этих работ у студентов формируется понимание физических основ и принципов действия фотоэлектрических приборов.

Для студентов специальности 1-36 04 02 «Промышленная электроника» дневной и заочной форм обучения.

УДК 621.384(075.8)
ББК 32.85я73

© Учреждение образования
«Гомельский государственный технический
университет имени П. О. Сухого», 2006

Настоящее практическое пособие к лабораторным занятиям по курсу «Физические основы электронной техники» включает методические указания к выполнению трех лабораторных работ «Практикума по физике полупроводников», объединенных одной тематической направленностью: фотоэлектрические свойства полупроводниковых материалов и полупроводниковых элементов. Цикл состоит из трех лабораторных работ.

Лабораторная работа № 4. Изучение фотопроводимости полупроводников.

Лабораторная работа № 5. Изучение фотоэлектрических свойств p-n-перехода, исследование фотодиодов.

Лабораторная работа № 6. Изучение полупроводниковых лазеров.

I. Необходимые теоретические сведения

Фотоэлектрические свойства полупроводников

Внутренний фотоэффект

Важной особенностью полупроводников является способность увеличивать электропроводность под действием света. Это явление получило название внутреннего фотоэффекта, или фотопроводимости. Полупроводник, меняющий свою проводимость при освещении его светом, называется фотосопротивлением. Уменьшение сопротивления полупроводника, обусловленное поглощением света, объясняется увеличением числа свободных носителей заряда.

Внутренний фотоэффект заключается в том, что под действием света происходит перераспределение электронов по энергетическим уровням.

Если энергия кванта $h\nu$ превышает ширину запрещенной зоны ΔE , поглотивший квант электрон переходит из валентной зоны в зону проводимости. В результате появляется дополнительная пара носителей зарядов - электрон и дырка, что приводит к увеличению электропроводности вещества.

Носители тока, возникшие в результате освещения, называются неравновесными, или избыточными. Фототоком $I_{\text{ф}}$ фотосопротивления при данном напряжении называется разность тока при освещении полупроводника $I_{\text{св}}$ и темнового тока $I_{\text{т}}$:

$$I_{\text{ф}} = I_{\text{св}} - I_{\text{т}}$$

На внутреннем фотоэффекте основана работа фотосопротивлений, непосредственно преобразующих световую энергию в электрическую.

В случае малых световых потоков Φ , когда кванты света идут на

образование избыточных носителей, количество образующихся носителей, а, следовательно, и величина фототока пропорциональны падающему световому потоку ($I_{\phi} \sim \Phi$). При больших световых потоках наступает насыщение и линейная зависимость фототока от светового потока нарушается ($I_{\phi} \sim \Phi^{1/2}$).

Световой характеристикой фотосопротивления называется зависимость фототока от светового потока при данном напряжении. Эта зависимость, показана на рис. 1.

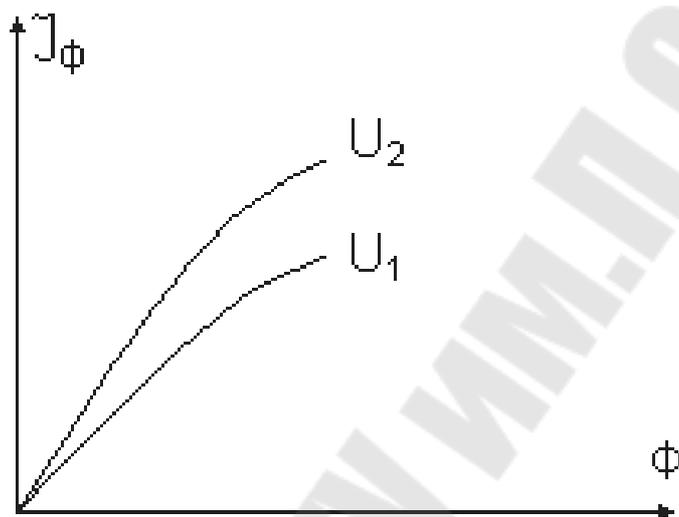


Рис. 1. Световые характеристики фотосопротивления

Вольтамперная характеристика фотосопротивления имеет линейный характер (рис. 2) и выражает зависимость фототока от приложенного напряжения.

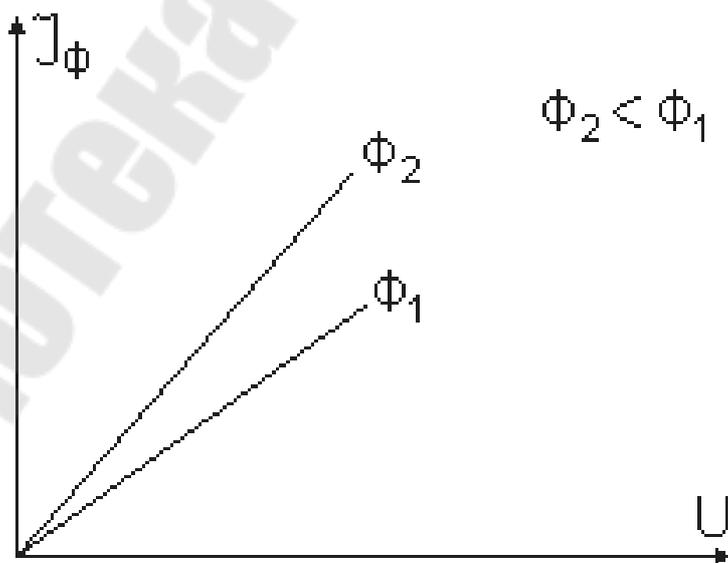


Рис. 2. Вольтамперная характеристика фотосопротивления.

Важной характеристикой фотоспротивления является удельная чувствительность, то есть отношение фототока I_{Φ} к световому потоку Φ и к величине приложенного напряжения U :

$$\gamma_{уд} = \frac{I_{\Phi}}{\Phi U} \quad (1)$$

Из фотометрии известно, что

$$\Phi = ES, \quad (2)$$

где E - освещенность поверхности; S - площадь светочувствительного слоя фотоспротивления.

Если источник света точечный и лучи падают перпендикулярно поверхности, то освещенность будет связана с силой света I и расстоянием r до источника следующей зависимостью:

$$E = \frac{I}{r^2} \quad (3)$$

Из формул (1-3) получаем следующее выражение для чувствительности:

$$\gamma_{уд} = \frac{I_{\Phi} r^2}{ISU} \quad (4)$$

Потенциальный барьер в p-n-переходе.

Потенциальный барьер в p-n-переходе.

Электронно-дырочный переход создают внутри полупроводника путем введения в одну его часть акцепторной примеси, а в другую – донорной (рис. 3). Тогда одна область имеет дырочную проводимость, а другая – электронную. Переход между двумя областями проводника, одна из которых имеет проводимость n-типа, а другая p-типа, называется электронно-дырочным переходом (p-n или n-p). Переход, линейные размеры которых, определяющие его площадь, значительно больше его толщины, называют плоскостным. Переход называют симметричным, если концентрация доноров N_D в электронной области (n) равна концентрации акцепторов N_A в дырочной области (p), и несимметричным, если концентрации примесей N_D , N_A неодинаковы. Переход, в котором область изменения концентрации примеси значительно меньше толщины области пространственного заряда, называют резким переходом. Переход, в котором толщина области плавного изменения концентрации примеси сравнима с толщиной области пространственного заряда, называют плавным. Переход между полупроводниками с различной шириной запрещенной зоны называют гетеропереходом (рис.3).

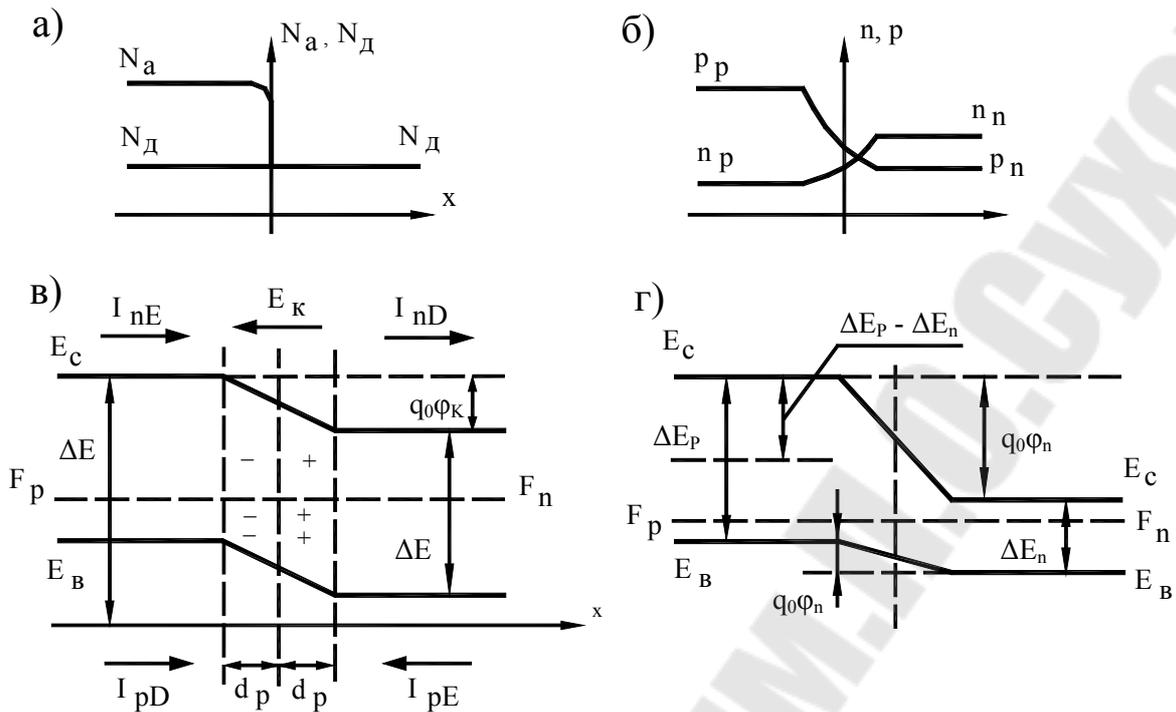


Рис. 3. Образование р-п-перехода при введении акцепторной примеси в электронный полупроводник:
а – распределение примесей, б – распределение носителей,
в – энергетическая схема равновесного состояния р-п-перехода,
г – энергетическая схема гетероперехода.

Обозначим концентрацию дырок в дырочной области p_p , концентрацию электронов в электронной области n_n (основные носители), концентрацию дырок в электронной области p_n , концентрацию электронов в дырочной области n_p (неосновные носители), толщину области объемного заряда d , площадь р-п-перехода S .

В невырожденных, но достаточно сильно легированных полупроводниках концентрация электронов в полупроводниках р-типа велики по сравнению с собственной концентрацией n_i :

$$n_n \gg n_i, p_p \gg n_i \text{ или } N_D \gg n_i, N_A \gg n_i \quad (5)$$

Из условия электрической нейтральности

$$n_n = N_D + p_n \quad (6)$$

$$p_p = N_A + n_p \quad (7)$$

и при выполнении неравенств (5) с учетом выражения:

$$np = n_i^2, p = \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{n_i^2}{n}$$

следует

$$n_n \approx N_D, p_n = \frac{n_i^2}{N_D} \quad (8)$$

$$p_p \approx N_A, n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \quad (9)$$

$$p_p \gg n_p, n_n \gg p_n \quad (10)$$

Так как $n_n \gg n_p$, то возникает градиент концентрации dn/dx и диффузия электронов в р-область, создающая ток диффузии

$$I_{nD} = q_0 D_n S \frac{dn}{dx}, \quad (11)$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов.

Так как $p_p \gg p_n$, то возникает градиент дырок dp/dx и диффузия дырок в п-область, создающая ток диффузии

$$I_{pD} = q_0 D_p S \frac{dp}{dx}, \quad (12)$$

где D_p – коэффициент диффузии дырок.

В результате диффузии электронов и дырок в п-области у границы перехода на расстоянии d_n остаются нескомпенсированные ионизированные доноры и неравновесные дырки, а область у границы п-полупроводника заряжается положительно; в р-области у границы перехода на расстоянии d_p остаются нескомпенсированными ионизированные акцепторы и неравновесные электроны, а область у границы р-полупроводника заряжается отрицательно. При этом в области р-п-перехода возникает двойной электрический слой (потенциальный барьер) и электрическое поле, препятствующее диффузионному переходу основных носителей. Это поле приводит к появлению дрейфового тока неосновных носителей:

из р-области в п-область

$$I_{nE} = q_0 n_p E u_n S; \quad (13)$$

из п-области в р-область

$$I_{pE} = q_0 p_n E u_p S, \quad (14)$$

где E – напряженность поля в р-п-переходе; u_n – подвижность электронов; u_p – подвижность дырок.

Таким образом, через переход протекают четыре тока: два диффузионных и два дрейфовых.

В установившемся динамическом равновесии, когда уровни Ферми в р- и n-областях совпадают, общий ток через р-n-переход равен нулю:

$$I_{pD} - I_{nE} + I_{nD} - I_{pE} = 0 \quad (15)$$

Величину контактной разности потенциалов, возникающей в р-n-переходе вследствие различной концентрации носителей заряда в р- и n-областях, можно определить, исходя из того, что в условиях термодинамического равновесия уровни Ферми в р- и n-областях совпадают, а возникающая контактная разность потенциалов между р- и n-областями сдвигает энергетические уровни в них относительно друг друга на величину, равную разности уровней Ферми в р- и n-областях при отсутствии контакта. Эта разность в положении уровней Ферми в полупроводниках р- и n-типа и определяет величину контактной разности потенциалов

$$\varphi_K = \frac{F_p - F_n}{q_0} \quad (16)$$

В невырожденных полупроводниках уровни Ферми в р- и n-областях связаны с концентрациями основных носителей заряда и контактная разность потенциалов между р- и n-областями полупроводника будет равна:

$$\varphi_K = \frac{kT}{q_0} \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2}; \quad (17)$$

$$\varphi_K = \frac{kT}{q_0} \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{kT}{q_0} \ln \frac{p_p}{p_n}, \quad (18)$$

т.е. на значение φ_K влияет концентрация носителей как в электронной, так и в дырочной области полупроводника.

Фотоэлектрические свойства р-n-перехода

При освещении р-n-перехода, например, со стороны n-областей (рис. 4, а) светом, энергия кванта которого достаточна для образования пары электрон-дырка, вблизи границы р-n-перехода образуются пары электрон-дырка. Образовавшиеся свободные электроны и дырки участвуют в тепловом движении и перемещаются в различных направлениях, в том числе и к р-n-переходу.

Контактное поле р-n-перехода разделяет главным образом диффундирующие к нему неосновные избыточные носители заряда: дырки, подошедшие к р-n-переходу, подхватываются полем контактной разности потенциалов и выбрасываются в р-область, а электроны остаются в n-области. Вследствие этого электронная область заряжается отрицательно, а дырочная - положительно. При этом возникает некоторая равновесная разность потенциалов (напряжение холостого хода или фото-

э. д. с.) и электрическое поле, направленное противоположно контактному полю, которое компенсирует частично потенциальный барьер р-п-перехода при данной освещенности. Явление возникновения электродвижущей силы между двумя разнородными полупроводниками или между полупроводником и металлом, разделенными электрическим переходом, под действием электромагнитного излучения называется фотогальваническим эффектом.

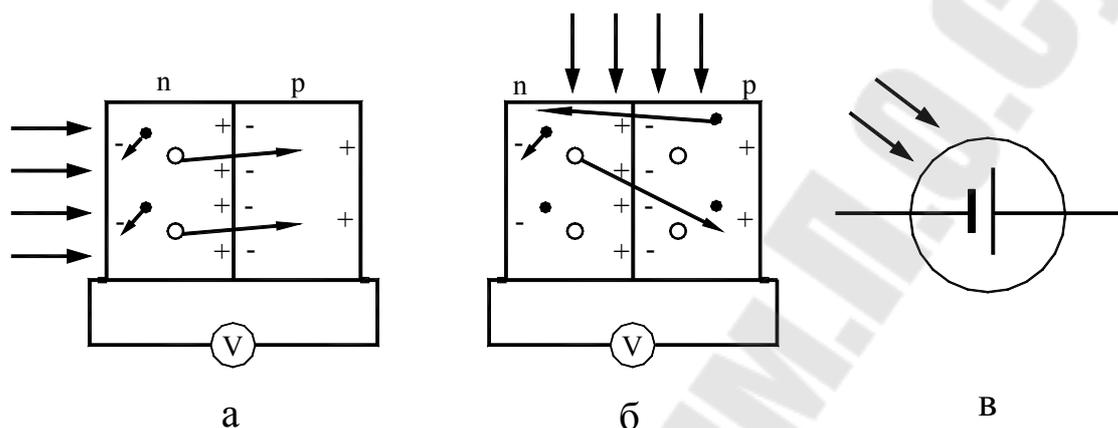


Рис. 4. Схема возникновения фото-э.д.с. при освещении р-п-перехода:

- а – направление световых лучей перпендикулярно плоскости р-п-перехода;
- б - направление световых лучей параллельно плоскости р-п-перехода;
- в – условное обозначение полупроводникового фотоэлемента.

Концентрация образованных светом избыточных носителей заряда у р-п-перехода, а, следовательно, и величина фото-э.д.с. зависят от интенсивности падающего света. С возрастанием интенсивности фото-э.д.с. увеличивается, но она не может стать больше контактной разности потенциалов ϕ_k , существующей между р- и п-областями р-п-перехода.

Если освещенный р-п-переход включить в замкнутую цепь, то по ней потечет ток, направленный от р- к п-области и приводящий к уничтожению избыточной концентрации электронов и дырок.

Если р-п-переход замкнут накоротко, то избыточные, разделенные переходом носители заряда будут иметь возможность циркулировать через эту короткозамкнутую цепь, создавая максимально возможное значение тока короткого замыкания.

При этом никакого скопления образованных под действием света зарядов в р- и п-областях не возникает, а потенциальный барьер будет иметь ту же высоту, что и в темноте (фото-э.д.с. будет равна нулю).

Если р-п-переход замкнут на внешнее сопротивление R_H (нагрузку),

то в цепи течет ток I_H и на нагрузке возникает напряжение φ_H .

Фотоэлектрический полупроводниковый прибор, действие которого основано на использовании фотогальванического эффекта, называется фотогальваническим элементом или полупроводниковым фотоэлементом (в работе будем называть его иногда просто фотоэлементом).

Основное уравнение полупроводникового фотоэлемента.

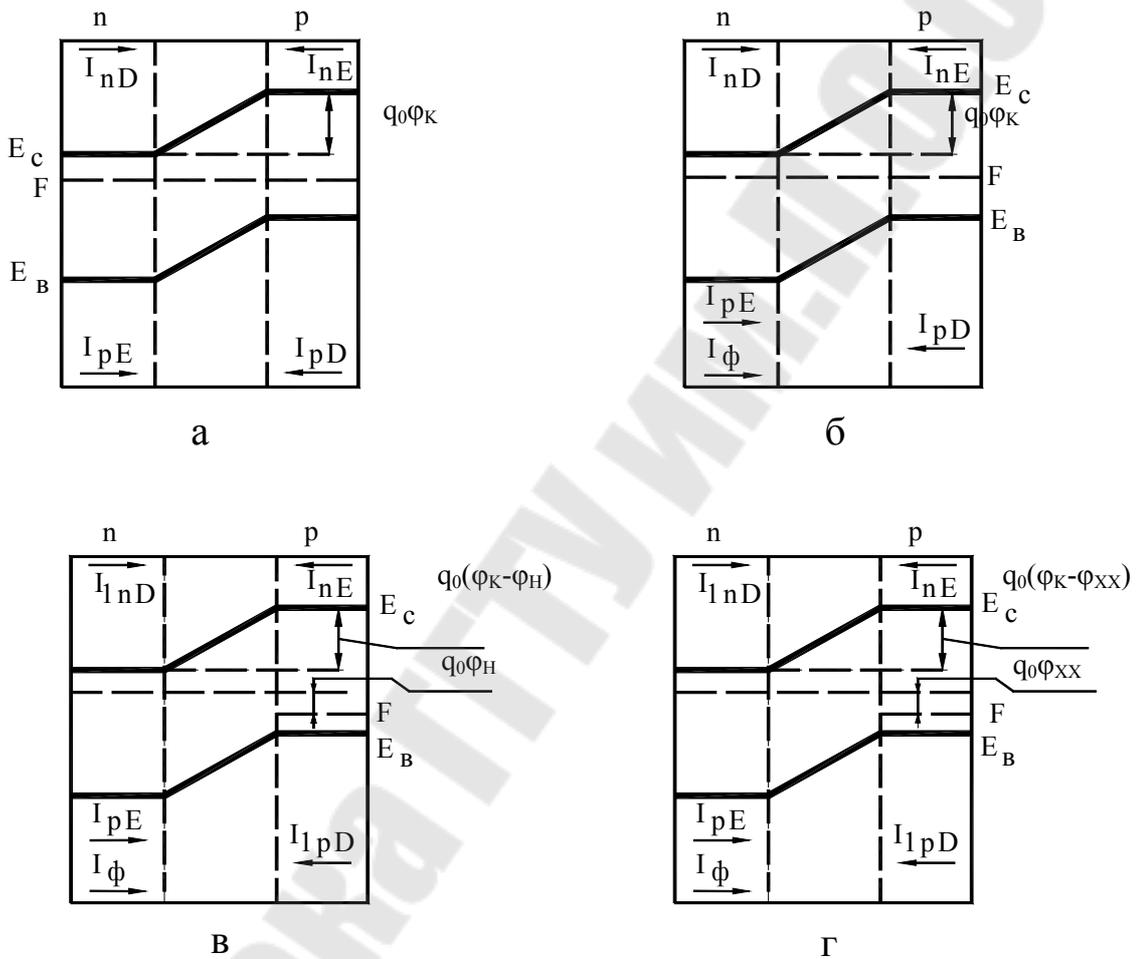


Рис. 5. Энергетические схемы, поясняющие работу фотоэлемента:
 а – в темноте; б – при освещении (режим короткого замыкания);
 в – при освещении (сопротивление нагрузки R_H); г – при освещении
 (режим холостого хода).

Для равновесного состояния p-n-перехода в темноте:

$$-I_{nD} + I_{nE} + I_{pE} - I_{pD} = 0 \quad (19)$$

Действие освещения практически сведется к увеличению концентрации неосновных носителей в n-области. При этом возрастает дырочный ток. Добавку этого тока обозначим I_ϕ .

Наличие тока I_Φ нарушает равновесие, вследствие чего дырочная область заряжается положительно относительно электронной и, следовательно, энергетические уровни электронов в ней снижаются. При этом уровни Ферми в p- и n-областях уже не совпадают, разрыв между ними по энергетической шкале равен $q_0\phi_{XX}$ (см. рис. 5, г), что соответствует разности потенциалов ϕ_{XX} , приложенной в прямом направлении. Таким образом, при освещении p-n-перехода потенциальный барьер уменьшается, а вследствие этого возрастает поток основных носителей. В стационарном состоянии потоки зарядов через p-n-переход в обоих направлениях уравниваются друг друга и общий ток равен нулю

$$I_\Phi - I_{InD} + I_{pE} + I_{nE} - I_{IpD} = 0, \quad (20)$$

где I_{InD} , I_{pE} , I_{nE} , I_{IpD} – токи равновесных носителей заряда при освещении p-n-перехода, I_Φ – фототок.

$$I_{pE} = I_{pS} = A_p e^{-\frac{q_0\phi_k}{kT}}; \quad (21)$$

$$I_{nE} = I_{nS} = A_n e^{-\frac{q_0\phi_k}{kT}}.$$

Токи основных носителей в результате снижения потенциального барьера при освещении на величину $q_0\phi_{XX}$ увеличиваются и равны

$$I_{InD} = A_n e^{-\frac{q_0(\phi_k - \phi_{XX})}{kT}} = I_{nS} e^{\frac{q_0\phi_{XX}}{kT}}; \quad (22)$$

$$I_{nE} = A_p e^{-\frac{q_0(\phi_k - \phi_{XX})}{kT}} = I_{pS} e^{\frac{q_0\phi_{XX}}{kT}}.$$

$$I_\Phi - (I_{nS} + I_{pS}) \left(e^{\frac{q_0\phi_{XX}}{kT}} - 1 \right) = 0 \quad (23)$$

Тогда

$$I_\Phi = I_S \left(e^{\frac{q_0\phi_{XX}}{kT}} - 1 \right). \quad (24)$$

$$\phi_{XX} = \frac{kT}{q_0} \ln \left(\frac{I_\Phi}{I_S} + 1 \right).$$

Соотношение (23) или (24) называется основным уравнением фотоэлемента.

Для реальных фотоэлементов экспериментальным данным лучше соответствует формула

$$I_\Phi = I_S \left(e^{\frac{q_0\phi_{XX}}{AkT}} - 1 \right), \quad (25)$$

где A – коэффициент, зависящий от толщины р-п-перехода, численное значение которого может быть от 1 до 4.

Если фотоэлемент замкнут на сопротивление нагрузки R_H , тогда

$$\varphi_H = \frac{kT}{q_0} \ln \left(1 + \frac{I_\Phi - I_H}{I_S} \right). \quad (26)$$

Ток нагрузки I_H равен разности фототока и тока утечки I_y через запирающий слой р-п-перехода

$$I_H = I_\Phi - I_y, \quad (27)$$

где $I_y = I_S \left(e^{\frac{q_0 \varphi_H}{kT}} - 1 \right)$.

В режиме короткого замыкания ($R_H=0$) напряжение на выводах фотоэлемента $\varphi_H=0$, а ток во внешней цепи $I_{к.з.}=I_\Phi$, т. е. ток короткого замыкания образован потоком неравновесных носителей заряда, возникающих при освещении р-п-перехода.

Если энергия одного кванта света $h\nu$, то число квантов, поглощаемое в единицу времени в единице объема,

$$N_1 = \frac{K(1-r)\Phi_\lambda}{h\nu S}, \quad (28)$$

где $\frac{1}{S} K(1-r)\Phi_\lambda$ – поглощенный световой поток в единице объема; K – коэффициент поглощения; r – коэффициент отражения; S – площадь поверхности светочувствительного слоя.

$$I_\Phi = q_0 \beta_1 \kappa N_1 S \Delta \ell = q_0 K \beta \kappa \Delta \ell \frac{\Phi_\lambda}{h\nu} = K_\lambda \Phi_\lambda, \quad (29)$$

где $\beta_1 = \frac{\beta}{1-r}$ – квантовый выход, рассчитанный на поглощенный световой поток; κ – коэффициент переноса, учитывающий долю непрорекомбинировавших носителей заряда от общего количества носителей, возникающих под действием светового потока; $\Delta \ell$ – толщина светочувствительного слоя фотоэлемента, на которую проникает световой поток; β – квантовый выход, рассчитанный на падающий световой поток.

$$\varphi_{ХХ} = \frac{kT}{q_0} \ln \left(\frac{K_\lambda \Phi_\lambda}{I_S} + 1 \right). \quad (30)$$

Основные характеристики фотоэлементов. Каждый фотоэлемент характеризуется рядом параметров и характеристик, определяющих не только его свойства, но и пределы его применимости в технике. К основным из них относятся: вольтамперная, световая, частотная и спектральная характеристики, интегральная и спектральная чув-

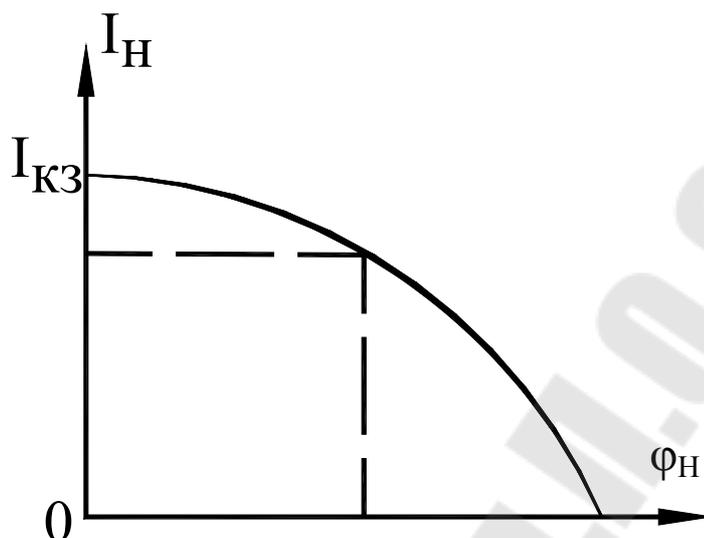


Рис. 6. Вольтамперная характеристика фотоэлемента.

Нагрузочные вольтамперные характеристики выражают зависимость тока нагрузки I_H от напряжения на фотоэлементе φ_H при включении его на различные нагрузочные сопротивления и постоянной освещенности ($I_H=f(\varphi_H)_{E=\text{const}}$). Эта зависимость согласно рассмотренной теории имеет вид

$$I_H = I_\Phi - I_S \left(e^{\frac{q_0 \varphi_H}{A k T}} - 1 \right). \quad (31)$$

Зависимость тока I_{K3} ($I_{K3}=I_\Phi$) от освещенности в широких пределах изменения освещенности линейна (29), а характеристики, выражающие зависимость тока нагрузки от освещенности, нелинейны. Нелинейность между током во внешней цепи и освещенностью будет тем больше, чем больше нагрузочное сопротивление, что ограничивает применение фотоэлементов для некоторых фотометрических измерений.

Частотные характеристики выражают зависимость тока в цепи фотоэлемента от частоты модуляции светового потока при постоянной освещенности и сопротивлении нагрузки ($I_H=f(\nu_M)$). Когда на поверхность фотоэлемента падает переменный световой поток с частотой модуляции ν_M , то сила возникающего при этом тока I_H зависит от ν_M . С увеличением ν_M сила тока I_H уменьшается из-за инерционности фотоэлементов.

Спектральные характеристики выражают зависимость фототока на единицу падающего светового потока от длины волны падающего света

$$\left(\frac{I_{\Phi\lambda}}{\Phi_\lambda} = f(\lambda) \right).$$

Интегральная чувствительность – отношение тока короткого

замыкания в цепи фотоэлемента к падающему на фотоэлемент световому потоку от лампы накаливания, вольфрамовая нить которой имеет температуру 2848 К:

$$K_{\text{И}} = \frac{I_{\text{КЗ}}}{\Phi}. \quad (32)$$

В пределах линейной зависимости тока $I_{\text{КЗ}}$ от величины потока Φ величина $K_{\text{И}}$ постоянна для данного типа фотоэлемента.

Спектральная чувствительность — отношение тока короткого замыкания в цепи фотоэлемента к падающему на него потоку монохроматического излучения Φ_{λ} :

$$K = \frac{I_{\text{КЗ}}}{\Phi_{\lambda}}. \quad (33)$$

Подставив значение $I_{\text{КЗ}}$, которое равно фототоку (29), получим зависимость K_{λ} от длины волны λ ($\lambda=c/v$):

$$K_{\lambda} = \frac{q_0 K \beta k \Delta \ell \lambda}{hc}. \quad (34)$$

Из формулы (34) следует, что спектральная чувствительность должна линейно зависеть от длины волны и проходить через начало координат. Однако чувствительность уменьшается как в области коротких, так и длинных волн нелинейно. Уменьшение чувствительности в области коротких волн по сравнению со значениями, получаемыми из формулы (34), связано с тем, что при уменьшении длины волны световая энергия поглощается в тонком приповерхностном слое, где скорость рекомбинации неравновесных носителей заряда за счет наличия ловушек значительно больше, чем в глубине полупроводникового материала фотоэлемента. Спад чувствительности в области больших длин волн соответствует краю собственного поглощения материала фотоэлемента, когда энергия кванта $h\nu$ примерно равна ширине запрещенной зоны ΔE .

Коэффициент полезного действия (к.п.д.) — отношение мощности, выделяемой фотоэлементом на нагрузке, к падающему световому потоку

$$\eta = \frac{I_{\text{Н}} \varphi_{\text{Н}}}{\Phi}. \quad (35)$$

Зависимость к.п.д. от режима работы фотоэлемента может быть найдена, если в формулу (35) вместо $\varphi_{\text{Н}}$ и Φ подставить их значения из (28) и (32). Учитывая, что $I_{\text{КЗ}} = I_{\Phi}$, получаем для η выражение

$$\eta = K_{\text{И}} \frac{kT}{q_0} \frac{I_{\text{Н}}}{I_{\Phi}} \ln \left(1 + \frac{I_{\Phi} - I_{\text{Н}}}{I_{\text{С}}} \right), \quad (36)$$

оптимальный ток при

$$\frac{dP}{d\varphi_{\text{Н}}} = 0.$$

$$I_{\text{н.опт}} = \frac{I_{\Phi} - I_S}{1 + \frac{kT}{q_0 \Phi_{\text{н.опт}}}}. \quad (37)$$

Оптимальный к.п.д. при использовании солнечного излучения можно получить, если использовать для изготовления фотоэлемента полупроводник с шириной запрещенной зоны $\Delta E = 1,5$ эВ. При этом можно достичь теоретического к.п.д. преобразования солнечного излучения около 25 %.

Теоретический предел к.п.д. для кремниевого солнечного фотоэлемента с шириной запрещенной зоны $\Delta E = 1,12$ эВ составляет 22—23 %.

Реальные кремниевые солнечные фотопреобразователи имеют к.п.д. до 13 % и следующие виды потерь энергии:

отражение излучения от поверхности — 8 – 20 %,
 фотоэлектрически неактивное поглощение — 10 – 20 %,
 рекомбинация созданных светом пар носителей – до 25 %,
 потери за счет утечки через шунтирующее сопротивление – около 0,15 %,

потери на сопротивлении слоев полупроводника и контактов с электродами – около 0,3 %,

потери при переходе внутри зоны (столкновения с атомами решетки) – около 30 %.

Фотодиоды. Режим работы р-п-перехода при его освещении, когда к нему приложено внешнее напряжение в запиорном направлении, называется фотодиодным.

Уравнение фотоэлемента для фотодиодного режима запишется следующим образом:

$$I = \frac{\varphi - U}{R_H} = I_{\Phi} - I_S \left(e^{\frac{q_0(\varphi - U)}{kT}} - 1 \right), \quad (38)$$

где U – напряжение, приложенное к фотодиоду; φ – разность потенциалов на р-п-переходе; I – ток в цепи фотодиода; R_H – сопротивление нагрузки.

При $U=0$ получим уравнение фотоэлемента (22). В отсутствие освещения ($I_{\Phi}=0$, $\varphi=0$) уравнение (38) переходит в уравнение р-п-перехода для запиорного направления.

Если к р-п-переходу приложено напряжение в запиорном направлении, то резко возрастает потенциальный барьер для основных носителей заряда и ток через р-п-переход определяется потоком неосновных носителей, проходящих через р-п-переход, для которых отсутствует потенциальный барьер. Темновой ток через фотодиод равен I_S ,

при освещении ток возрастает на I_{Φ} за счет появления добавочных неосновных носителей заряда

$$I = I_{\Phi} + I_S.$$

Величина тока I_S постоянна для данной температуры перехода (обратный темновой ток насыщения фотодиода), а величина тока I_{Φ} прямо пропорциональна световому потоку Φ ; следовательно, и общий ток пропорционален световому потоку ($I_1 = K_1 \Phi$).

Световой поток выполняет в этом случае роль эмиттера, инжектирующего носители заряда в полупроводник, которые, диффундируя к р-п-переходу, увеличивают ток в цепи фотодиода. Если световой поток модулирован, то ток через р-п-переход также оказывается модулированным, а на сопротивлении нагрузки R_H появляется напряжение сигнала, пропорциональное модулирующему сигналу. С ростом светового потока сопротивление р-п-перехода уменьшается и большая часть приложенного напряжения источника тока падает на сопротивлении нагрузки R_H .

Свойства фотодиодов определяются вольтамперной ($I_H = f(U)_{E=\text{const}}$), световой ($I_H = f(E)_{U=\text{const}}$), спектральной ($K_{\lambda} = f(\lambda)$), частотной ($I_H = f(\nu_M)_{E,U=\text{const}}$) характеристиками; интегральной ($K_I = I_{\Phi}/\Phi$) и спектральной ($K_{\lambda} = I_{\Phi}/\Phi_{\lambda}$) чувствительностью; рабочим напряжением и диапазоном рабочих температур.

Фотодиоды, как и фотоэлементы, находят широкое применение в технике.

Температурная зависимость фототока и фото-э.д.с. С повышением температуры фотоэлемента или фотодиода замечен слабый рост фототока I_{Φ} . Это определяется уменьшением ширины запрещенной зоны, что при использовании белого света приводит к увеличению в спектре числа квантов, способных генерировать неосновные носители заряда.

$$\text{При } I_C = C e^{\frac{\Delta E}{kT_0}}$$

$$\varphi_{XX} = \frac{kT}{q_0} \frac{I_{\Phi}}{C} e^{\frac{\Delta E}{kT}} \quad (39)$$

т. е. фото- э.д.с. (φ_{XX}) растет при уменьшении температуры приблизительно по экспоненциальному закону. Это связано с тем, что ток I_S уменьшается с понижением температуры, и для поддержания компенсации фототока I_{Φ} потенциальный барьер должен резко снижаться за счет возрастания фото-э.д.с.

При достаточно низких температурах, когда $I_{\Phi} \gg I_S$, дальнейшее возрастание величины φ_{XX} резко замедляется.

Температурная зависимость фото-э.д.с. характеризуется тем-

пературным коэффициентом

$$\text{ТКЭ} = \frac{\Delta\varphi_{\text{ХХ}}}{\Delta T}. \quad (40)$$

Инерционность фотодиодов и фотоэлементов. Инерционность фотодиодов определяется следующими величинами: временем жизни τ неравновесных неосновных носителей, временем диффузии t_0 неосновных носителей к р-п-переходу, максвелловским временем релаксации в материале и постоянной времени цепи RC (где R – сопротивление нагрузки, р-п-перехода, толщи материала и контактов, C – емкость р-п-перехода и соединительных проводов). Из перечисленных величин, обуславливающих инерционность фотодиодов, определяющими являются величины t_0 и RC.

Нарастание фототока с момента включения света при толщине освещаемой области, значительно меньшей диффузионной длины, происходит по закону

$$I_{\Phi} = I_{\Phi\text{СТ}} \left(1 - e^{-\frac{t}{t_0}} \right), \quad (41)$$

где $I_{\Phi\text{СТ}}$ – стационарное значение фототока при данной освещенности.

При выключении света процесс исчезновения неосновных неравновесных носителей в освещаемой области фотодиода определяется рекомбинацией и уходом носителей через р-п-переход. В этом случае спадание тока от момента выключения света происходит по закону

$$I_{\Phi} = I_{\Phi\text{СТ}} e^{-\frac{t}{t_0}}. \quad (42)$$

Реальная схема включения фотодиода обычно содержит сопротивление R и емкость C. Если RC сравнима с величиной t_0 , то ее необходимо учитывать при рассмотрении релаксации тока в цепи фотодиода.

$$I_{\Phi} - I_S \left(e^{\frac{q_0(\varphi-U)}{kT}} - 1 \right) = \frac{\varphi - U}{R} + C \frac{d\varphi}{dt}. \quad (43)$$

При больших обратных напряжениях U $e^{\frac{q_0(\varphi-U)}{kT}} \ll 1$, приведенное выражение можно записать в виде

$$\frac{d\varphi}{dt} + \frac{\varphi}{RC} = \frac{U + I_S R}{RC} + \frac{I_{\Phi}}{C}. \quad (44)$$

Учитывая зависимость тока I_{Φ} от времени (42), решение (44) для случая выключения освещения может быть представлено

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_{\text{СТ}} \left(1 - \frac{t_0}{t_0 - RC} \right) e^{-\frac{t}{RC}} + \Delta\varphi_{\text{СТ}} \frac{t_0}{t_0 - RC} e^{-\frac{t}{t_0}}, \quad (45)$$

где $\Delta\varphi = \varphi - U - I_S R$ – напряжение, которое регистрируется при модулированном освещении фотодиода.

Из соотношения (45) следует, что релаксация напряжения $\Delta\varphi$, снимаемого с фотодиода, определяется величинами t_0 и RC .

В режиме разомкнутой цепи влиянием перехода носителей через р-п-переход можно пренебречь и считать, что ток I_Φ изменяется только из-за рекомбинации и генерации носителей. При таких условиях фототок изменяется по законам:

при освещении

$$I_\Phi = I_{\Phi\text{СТ}} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right); \quad (46)$$

при затемнении

$$I_\Phi = I_{\Phi\text{СТ}} e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (47)$$

Для релаксации фото-э.д.с.:

при освещении

$$\varphi_{\text{ХХ}} = \frac{kT}{q_0} \ln \left[\frac{I_{\Phi\text{СТ}}}{I_S} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + 1 \right]; \quad (48)$$

при затемнении

$$\varphi_{\text{ХХ}} = \frac{kT}{q_0} \ln \left[\frac{I_{\Phi\text{СТ}}}{I_S} e^{-\frac{t}{\tau}} + 1 \right]. \quad (49)$$

При достаточно интенсивном освещении ($I_\Phi \gg I_S$) выражение (49) примет вид

$$\varphi_{\text{ХХ}} = \frac{kT}{q_0} \ln \frac{I_{\Phi\text{СТ}}}{I_S} - \frac{kT}{q_0 \tau} t, \quad (50)$$

т.е. фото-э.д.с. со временем спадает по линейному закону.

По наклону прямой (39) можно определить время жизни носителя

$$\tau = \frac{kT}{q_0} \frac{\Delta t}{\Delta\varphi_{\text{ХХ}}}, \quad (51)$$

где $\Delta\varphi_{\text{ХХ}}$ – изменение фото-э.д.с. за время Δt .

Полупроводниковые лазеры

Лазером называется генератор электромагнитного излучения оптического диапазона, принцип действия которого основан на использовании вынужденного излучения.

Характерной чертой лазера, существенно отличающих его от обычных источников света, является высокая степень концентрации световой энергии в очень узком телесном угле и малом спектральном интервале, т.е. высокая направленность и монохроматичность излучения.

Если на вещество извне падает энергия, например, в виде электромагнитной волны, то атомы поглощают ее и переходят на более высокие энергетические уровни, т.е. становятся возбужденными. В возбужденном состоянии атом не может находиться долго (т.е. это состояние не устойчиво) и через некоторое время поглощенный квант энергии испускается либо в виде фотона, либо осуществляется безизлучательный релаксационный переход. Поэтому обычное вещество всегда поглощает энергию проходящей через него электромагнитной волны. Однако, если каким-либо образом нарушить тепловое равновесие вещества так, чтобы хотя бы для одной пары уровней верхний был населен сильнее, чем нижний, то в этом случае при падении на среду электромагнитной волны с частотой, близкой к $\nu = (E_2 - E_1)/h$ (где E_2 и E_1 – соответственно энергии верхнего и нижнего уровней), падающие фотоны инициируют (ускоряют) переходы атомов вещества с уровня E_2 на E_1 . При этом атом отдает энергию падающей волне, амплитуда которой увеличивается. Такие переходы атома с верхнего энергетического уровня на нижний под действием внешнего электромагнитного поля называются вынужденными (индуцированными, стимулированными). Особенность индуцированного испускания состоит в том, что излучаемый при вынужденном переходе фотон полностью идентичен с падающим на среду фотоном: он имеет ту же частоту, фазу, поляризацию и направление движения.

Метод накачки – инверсная населенность достигается с помощью мощного внешнего излучения (накачки). Причем, поскольку насыщение перехода не позволяет создать инверсию населенностей в системе из двух уровней энергии, то используется обычно трех- или четырехуровневая схема.

Пусть имеется вещество, атомы которого могут располагаться на уровнях энергии E_1, E_2, E_3 (см. рис.7).

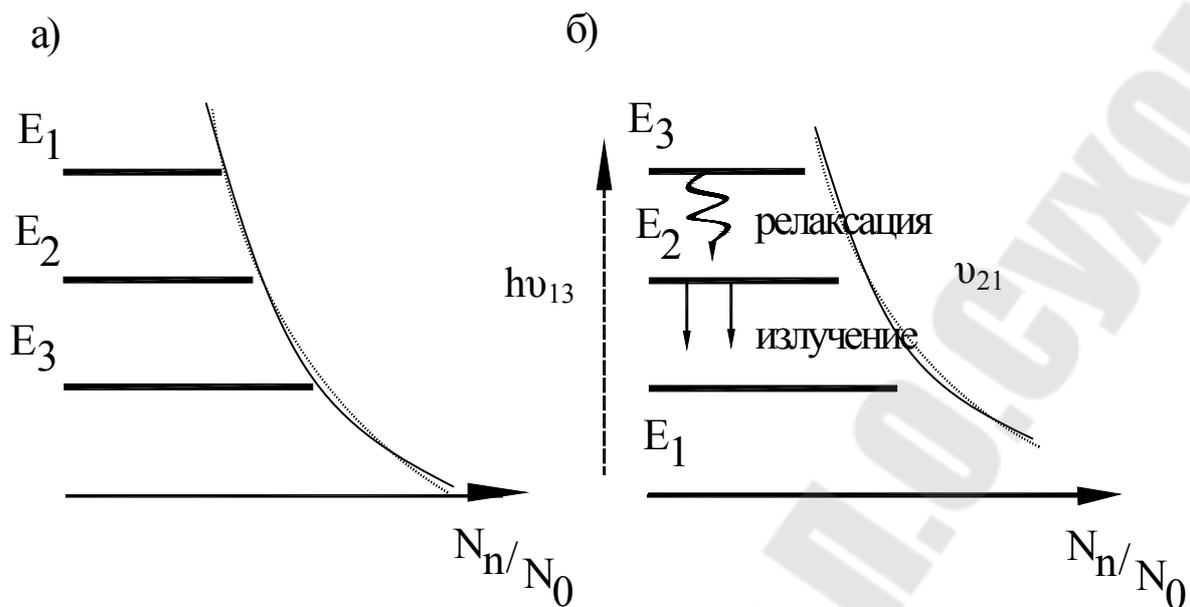


Рис.7. Схема создания накачки:
а) равновесное распределение; б) идет накачка.

И на него падает электромагнитное излучение с частотой $\nu_{31} \geq (E_3 - E_1)/h$. В этом случае атомы с уровня E_1 будут перебрасываться на уровень E_3 . Число частиц на уровне E_3 возрастет, а на уровне E_1 уменьшится. Однако, как известно, система всегда стремится восстановить тепловое равновесие. Следовательно, частицы с уровня энергии E_3 будут релаксировать на уровень E_2 . Если релаксация идет интенсивно и если время жизни уровня E_2 больше, чем уровня E_3 (т.е. уровень E_2 является метастабильным), то в этом случае частицы будут накапливаться на уровне E_2 и со временем N_2 превысит N_1 . Переход $E_2 \rightarrow E_1$ становится инвертированным и в этом случае волны, частота которых близка к $\nu_{21} = (E_2 - E_1)/h$, будут усиливаться. Метод накачки применяется при работе твердотельных лазеров (рубинового, неоновом и др.)

Электрический метод. Этот метод применяется для создания инверсной населенности в газах. Суть его состоит в том, что в разреженном газе инициируют электрический разряд. Электроны, ускоряясь в электрическом поле, сталкиваются с атомами и возбуждают их. Особенностью газовых лазеров (гелий-неоновый, аргонный, CO_2 -лазер) является то, что инверсия населенностей может осуществляться одновременно для нескольких пар уровней и один лазер может одновременно генерировать на нескольких длинах волн (например, He-Ne лазер может генерировать на $\lambda=0,6$ мкм, 1,1 мкм, 3,4 мкм).

Электроны в полупроводниковом кристалле не могут обладать значением энергии, лежащим в пределах запрещенной зоны. В

полупроводнике на верхнюю энергетическую зону электронов не хватает и она практически пуста. Эта зона называется зоной проводимости. Все остальные заполненные зоны называются валентными зонами. Они разделены запрещенными зонами, ширина которых может достигать 3 эВ.

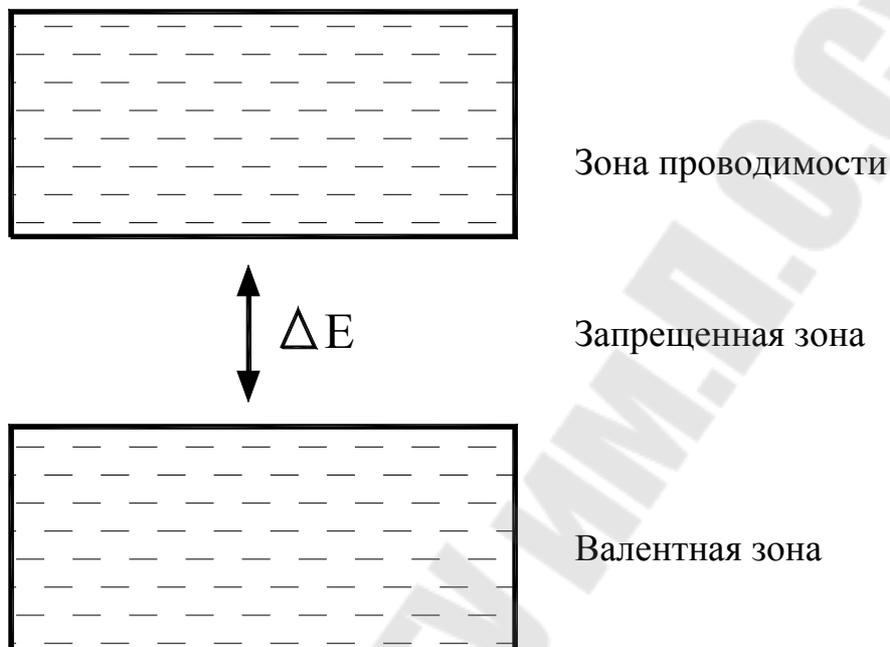


Рис. 8. Структура зон в полупроводнике.

Помимо переходов из валентной зоны в зону проводимости, что было рассмотрено выше, происходит рекомбинация: электрон проводимости исчезает, а избыток энергии излучается в виде фотонов с энергией $h\nu = E_e - E_g$, где E_e и E_g – энергии рекомбинировавших электронов и дырок. Существенным здесь является то, что помимо спонтанной рекомбинации электронов и дырок, в полупроводнике может иметь место вынужденная рекомбинация под действием электромагнитной волны (света). В этом случае электрон переходит из зоны проводимости в валентную не самопроизвольно, а под воздействием фотона, энергия которого близка к разности $E_e - E_g$. При этом испускается вторичный фотон, имеющий ту же частоту, фазу, поляризацию и направление движения, что и фотон, вызвавший поляризацию. Следовательно, в полупроводнике при определенных условиях возможны усиление и генерация электромагнитной волны.

Такое состояние полупроводника называется вырожденным. При этом уровень Ферми для электронов μ_e лежит в зоне проводимости и с

увеличением количества электронов в ней поднимается вверх, а уровень Ферми для дырок μ_g – в валентной зоне и с увеличением числа дырок опускается вниз. В данной ситуации

$$\mu_e - \mu_g > E_n - E_b = \Delta E$$

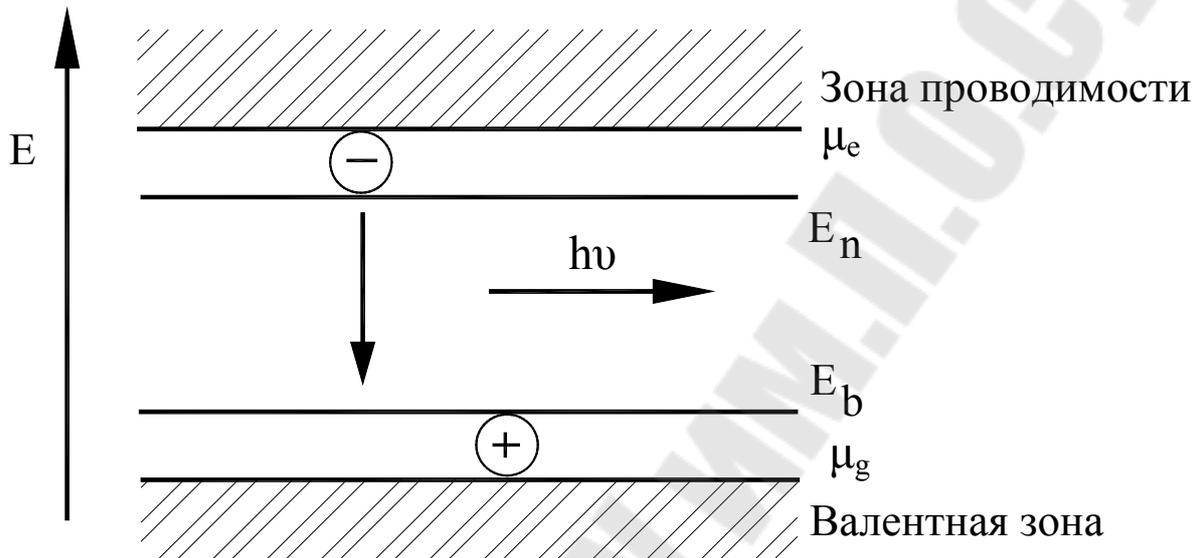


Рис. 9. Энергетические зоны вырожденного полупроводника.

Если на вырожденный полупроводник направить свет, энергия квантов которого лежит в интервале

$$\Delta E = E_e - E_g \leq h\nu \leq \mu_e - \mu_g, \quad (52)$$

то такие фотоны не смогут поглотиться в полупроводнике. Однако они могут инициировать переходы электронов из зоны проводимости в валентную зону. При этом будут испускаться фотоны, идентичные с первичными, и вещество будет усиливать проходящий через него свет. Т.о., условием инверсии населенностей у полупроводника является выполнение неравенства

$$\mu_e - \mu_g > \Delta E.$$

Если теперь полупроводник, в котором создана инверсная населенность, поместить между двумя зеркалами, отражающими часть падающих на них фотонов обратно в среду, то при соответствующем выборе коэффициентов отражения зеркал усилитель света превратится в генератор – лазер.

Лазер с оптической накачкой. Это тип лазера, принцип работы которого был описан выше. Зеркалами служат полированные грани самого полупроводникового кристалла.

Часто для накачки используется излучение других лазеров (например, рубинового). Полупроводниковый лазер с оптической накачкой обладает высоким КПД $\approx 50\%$ и может обеспечить выходную мощность $\approx 2 \cdot 10^5$ Вт в импульсе.

Лазеры с электронным возбудителем. Здесь инверсия населенностей создается бомбардировкой однородного чистого полупроводника пучком высокоэнергетичных электронов.

Преимуществом данного типа полупроводникового лазера перед другими является то, что он позволяет получить генерацию в очень широком диапазоне длин волн – от инфракрасных лучей до ультрафиолетовых. Недостаток состоит в малом КПД ($\approx 20\%$) и в необходимости эффективного охлаждения кристалла.

Лазеры с прямым электрическим возбуждением. Здесь инверсия населенностей достигается с помощью сильного внешнего электрического поля. Однако существенным недостатком этого метода является то, что электроны, перейдя в зону проводимостей, не скапливаются у ее дна, а под действием этого же поля переходят на все более высокие уровни энергий. И для того, чтобы электроны и дырки образовали вырожденное распределение, нужно внешнее поле периодически выключать, причем так быстро, чтобы за время выключения электроны и дырки не успели бы рекомбинировать (длительность фронта спада электрического импульса должна быть меньше 100 нс).

Инжекционный лазер. Самым распространенным типом полупроводникового лазера является инжекционный лазер (лазер на p-n-переходе, лазерный диод и др.). Обусловлено это тем, что, несмотря на ряд недостатков (большая расходимость, широкая линия излучения), он имеет много важных преимуществ. Это – высокий КПД ($\approx 50\%$), малые размеры, простота конструкции, большая мощность, снижаемая с единицы площади излучающей поверхности, работа при комнатной температуре (т.е. без охлаждения). Данный тип лазеров широко применяется в устройствах световой связи и локации, в элементах компьютерных систем, в бытовой технике (лазерные проигрыватели, видеосистемы) и др. Данный полупроводниковый лазер изучается и в настоящей работе.

Вырождение здесь достигается введением в полупроводник различного рода примесей. Примесные атомы создают дополнительные уровни энергии в запрещенной зоне основного полупроводника, причем донорные уровни располагаются вблизи дна зоны проводимости, а акцепторные – вблизи верхнего края валентной зоны (соответственно, полупроводник p и n типа). При этом в соответствующих

полупроводниковых кристаллах становятся вырожденными либо электроны, либо дырки. Если теперь соединить между собой два тонких полупроводника (т.е. n- и p-типа), то в месте их соединения (т.е. в области p-n-перехода) будет выполнено условие инверсной населенности

$$\mu_e - \mu_g > \Delta E.$$

При этом электроны из n-области могут переходить в p-область, а дырки из p-области, соответственно, в n-область. В процессе перехода часть из них будет рекомбинировать с испусканием квантов света. Испускаемые фотоны не могут поглощаться в p-n-переходе и, следовательно, излучение будет усиливаться до тех пор, пока будет выполняться условие инверсии.

Для того, чтобы инверсия поддерживалась, необходимо каким-либо образом развести уровни Ферми в p- и n-областях на расстояние, большее ширины запрещенной зоны. Это можно осуществить, приложив к переходу электрическое напряжение следующим образом: минус к n-области, а плюс к p-области. При этом в p-область будут поступать дополнительные электроны, а в n-область – дырки. Двигаясь навстречу друг другу, потоки электронов и дырок будут встречаться в тонком p-n-переходе и, рекомбинируя, излучать свет.

В качестве зеркал резонатора обычно используют грани самого полупроводникового кристалла.

Лабораторная работа № 4

Изучение фотопроводимости полупроводников

Цель работы: изучение основных физических закономерностей, определяющих свойства фоторезисторов, исследование вольт-амперных, световых и инерционных характеристик фоторезисторов.

1. Методика измерений и установка для исследований.

Принципиальная схема для измерения фотоэлектрических параметров полупроводников представлена на рис. 10.

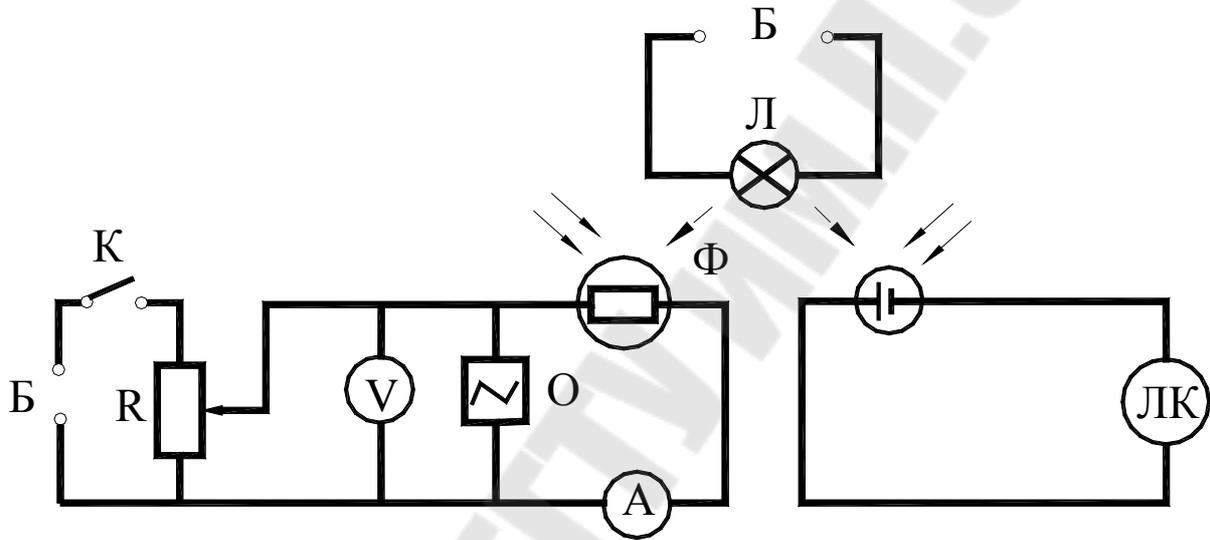


Рис. 10. Принципиальная схема для измерения параметров и снятия характеристик фоторезистора:

Б – источник постоянного тока (15 – 150 В), Л – осветительная лампа, Φ – фоторезистор, А – амперметр, V – вольтметр, R – потенциометр (150 – 5000 Ом), ЛК – люксметр, О – электронный осциллограф.

1.1. Измерение вольт-амперной характеристики фоторезистора в режимах темнового тока, светового тока и фототока при изменении приложенного к фоторезистору напряжения. Изменение освещенности производят путем изменения расстояния от источника света до фототранзистора:

$$E = \frac{J}{r^2},$$

где J – сила света источника.

Зависимость $I_T(U)$, $I_\Phi(U)$ необходимо построить на одном графике.

1.2. Световой (люкс-амперной) характеристикой называют зависимость фототока от интенсивности освещения при неизменном напряжении. На практике эта зависимость нелинейная:

$$I_\Phi = CE^\alpha.$$

По результатам измерений устанавливают степень нелинейности фоторезистора α .

1.3. Интегральная чувствительность (K_I) – отношение фототока, который течет в цепи фоторезистора при рабочем напряжении, к падающему световому потоку от лампы накаливания с вольфрамовой нитью, имеющей температуру 2848 К. Удельная интегральная чувствительность $K_V = K_I/U$.

Спектральная чувствительность определяется при освещении фоторезистора световым потоком различного спектра. Для спектрального разложения светового потока используются светофильтры, а первоначальная спектральная характеристика источника устанавливается расчетами, исходя из законов Вина.

1.4. Постоянная времени спада фототока τ (релаксационное время жизни) может быть определена при освещении фоторезистора модулированным световым потоком. Принципиальная схема стенда для измерения этого параметра приведена на рис. 11.

2. Задание на выполнение лабораторной работы.

2.1. Соберите схему установки (см. рис. 10) и снимите:

- а) вольт-амперную характеристику при освещении 200 лк;
- б) световую характеристику при рабочем напряжении на фоторезисторе;
- в) спектральную зависимость фототока, проводя измерения с разными монохроматическими светофильтрами или при освещении монохроматическим светом от монохроматора при рабочем напряжении на фоторезисторе. Измерение фототока провести через 100 – 200 Å.

2.2. Постройте вольт-амперную $I_\Phi = f(U)_{E=CONST}$, световую $I_\Phi = f(E)$ и спектральную характеристики для исследуемого фоторезистора. Чтобы построить спектральную характеристику фоторезистора, необходимо на графике зависимости фототока от длины волны построить кривую распределения энергии в спектре источника света, а затем разделить ординаты первой кривой на соответствующие ординаты второй кривой. Результирующая кривая будет являться спектральной характеристикой фоторезистора.

2.3. Вычислите для исследуемого фоторезистора:
 а) интегральную и удельную чувствительности ($K_{И}$, $K_{У}$);
 б) темновое сопротивление R_T , сопротивление при освещении R_C , фотопроводимость $\Delta\sigma$, краткость изменения сопротивления, относительное изменение сопротивления $\frac{R_T - R_C}{R_T} \cdot 100\%$ для рабочего напряжения и освещенности $E=200$ лк.

2.4. Соберите схему установки (см. рис. 11), получите на экране осциллографа устойчивую релаксационную кривую при освещении фоторезистора прямоугольными световыми импульсами.

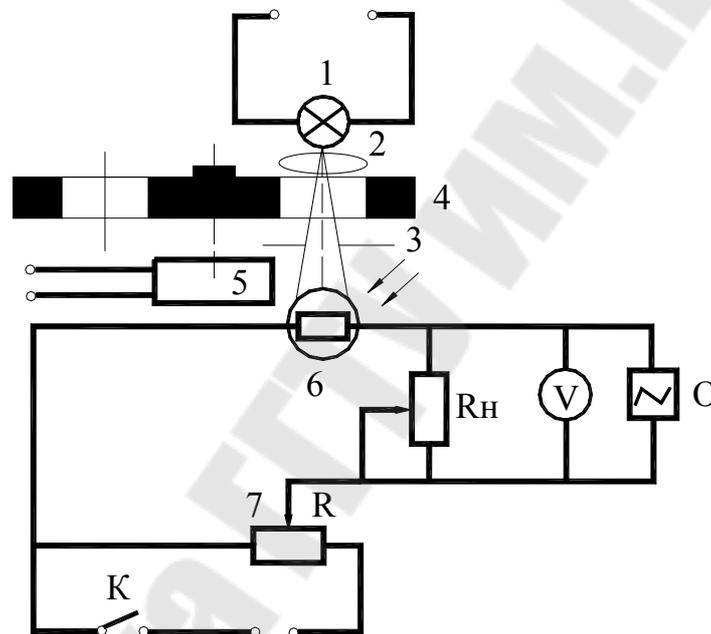


Рис. 11. Принципиальная схема определения постоянной времени τ методом затухания фотопроводимости:

- 1 – лампа осветителя, 2 – конденсорная линза, 3 – щель, 4 – прерыватель света, 5 – электромотор, 6 – фоторезистор, 7 – потенциометр (1400 Ом), R_n – сопротивление нагрузки, O – электронный осциллограф, K – ключ, V – вольтметр.

2.5. Зарисуйте кривые релаксации фототока при освещении фоторезистора прямоугольными световыми импульсами и определите постоянную времени нарастания $\tau_{н}$ и спада $\tau_{сп}$. По данным измерения $\tau_{сп}$ оцените релаксационное (эффективное) время жизни носителей заряда в полупроводниковом материале фоторезистора.

2.6. Исследуйте зависимость фототока фоторезистора от температуры (см. рис. 10) и постройте график зависимости $I_{\Phi} = f(T)_{U, E = \text{CONST}}$. Вычислите температурный коэффициент тока, фотопроводимость и фоточувствительность материала фоторезистора при трех температурах в исследуемом рабочем интервале температур (293 – 353 К). Сделайте выводы.

2.7. Снимите частотную характеристику исследуемого фоторезистора.

2.8. Исследуйте зависимость постоянной времени нарастания τ_n и спада $\tau_{сп}$ от освещенности, величины приложенного напряжения, сопротивления нагрузки, температуры, характера освещения (см. рис. 11).

3. Содержание отчета.

3.1. Цель работы и объем исследований.

3.2. Схемы экспериментов.

3.3. Результаты экспериментов в табличном и графическом виде.

3.4. Расчеты требуемых параметров.

4. Контрольные вопросы.

1. Какие носители заряда называют равновесными и какие неравновесными?

2. Какой механизм генерации и рекомбинации неравновесных носителей заряда является наиболее вероятным? Почему?

3. Какими выражениями определяется красная граница фотопроводимости для собственных и примесных полупроводников?

4. Объясните явление отрицательной фотопроводимости.

5. Что такое время жизни неравновесных носителей заряда?

6. Объясните зависимость стационарной фотопроводимости от интенсивности света.

7. Каковы причины, обуславливающие существование синей границы фотопроводимости полупроводников?

8. Объясните влияние температуры полупроводника на его фоточувствительность и фототок.

Литература

1. Новиков А.В. Теоретические основы микроэлектроники. – М.: Высшая школа, 1972. – 352 с.
2. Жеребцов И.П. Основы электроники. – Л.: Энергоиздат, 1990. – 352 с.

Лабораторная работа № 5

Изучение фотоэлектрических свойств р-п-перехода, исследование фотодиода.

Цель работы: изучение основных физических закономерностей, определяющих свойства и параметры фотогальванических элементов и фотодиодов, исследование вольт-амперных, световых, спектральных и инерционных характеристик этих приборов.

1. Методика измерений и установка для исследований.

Теоретические вопросы работы р-п-перехода при его освещенности световым потоком рассмотрены выше.

Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис. 12. На этой установке исследуются основные характеристики фотоэлементов: нагрузочная вольт-амперная характеристика $I_H(U)$, световые интегральные характеристики $\Phi_{\Sigma\Sigma}(E)$, $I_H(E)$, частотная характеристика $I_H(\nu)$, спектральная характеристика $I_H = \Phi f(\lambda)$, интегральная чувствительность $K_H = I_H/\Phi$, коэффициент полезного действия, инерционные свойства, температурные зависимости.

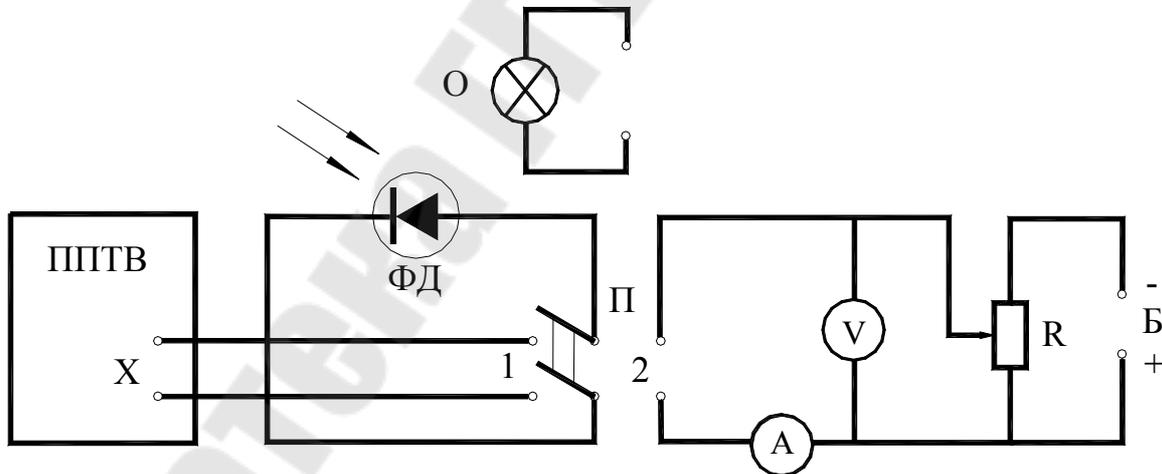


Рис. 12. Принципиальная схема для проверки основных соотношений для фотодиода:

Б – источник постоянного тока (5 – 15 В), R – делитель напряжения (600 – 1400 Ом), V – вольтметр, А – микроамперметр, П – переключатель, ФД – фотодиод, О – осветитель, ППТВ – потенциометр постоянного тока высокоомный.

Для снятия характеристик фотодиода используется схема на рис. 13. При нахождении КПД можно приближенно считать, что световой поток $\Phi(\text{лм})=P(\text{Вт})/683$, если источником света является обычная лампа накаливания.

2. Задание на выполнение лабораторной работы.

2.1. Соберите схему установки (рис. 12) и проведите необходимое число (не менее пяти) измерений $\varphi_{\text{ХХ}}$, I_{Φ} , I_S для количественной проверки основного уравнения фотоэлемента.

2.2. Постройте графики зависимости фото-эдс и фототока насыщения фотодиода от освещенности: $\varphi_{\text{ХХ}}=f(E)$, $I_{\Phi}=f(E)$.

2.3. Постройте график зависимости $\varphi_{\text{ХХ}}=f[\ln(1+I_{\Phi}/I_S)]$, вычислите наклон прямой построенного графика и сравните его со значением kT/q_0 .

2.4. Соберите схему установки (см. рис. 13) и для фотоэлемента снимите:

а) вольт-амперную нагрузочную характеристику при определенном значении освещенности;

б) световые характеристики в режиме короткого замыкания ($R_{\Gamma} \ll R_{\Phi}$) и при различных значениях сопротивления нагрузки;

в) частотные характеристики при определенном значении освещенности и различных значениях сопротивления нагрузки.

2.5. Постройте графики снятых характеристик:

а) $I_H=f(\varphi_H)_{E=\text{CONST}}$;

б) $I_H=f(E)_{R_H=\text{CONST}}$;

в) $I_H=f(\nu_M)_{E, R_H=\text{CONST}}$.

2.6. Определите по вольт-амперной характеристике фотоэлемента фото-эдс и ток короткого замыкания. Вычислите интегральную чувствительность и КПД фотоэлемента при определенном значении освещенности E и сопротивлении нагрузки R_H .

2.7. Вычислите по данным п. 2.1 интегральную чувствительность фотодиода при рабочем напряжении, освещенности $E=200$ лк и сопротивлении R_H , равно сопротивлению микроамперметра (R_{Γ}).

2.8. Снимите спектральные характеристики для исследуемого фотодиода и фотоэлемента, определите спектральную чувствительность фотодиода и фотоэлемента.

2.9. Проведите исследование зависимости КПД фотоэлемента от сопротивления нагрузки и освещенности:

а) $\eta=f(R_H)_{E=\text{CONST}}$;

б) $\eta=f(E)_{R_H=\text{CONST}}$.

2.10. Снимите зависимость фото-эдс и фототока фотодиода от температуры (см. рис. 12).

2.11. Пронаблюдайте кривые релаксации фототока при освещении фотоэлемента и фотодиода прямоугольными световыми импульсами.

Оцените по кривым релаксации фототока постоянную времени τ и t_0 (рис.13).

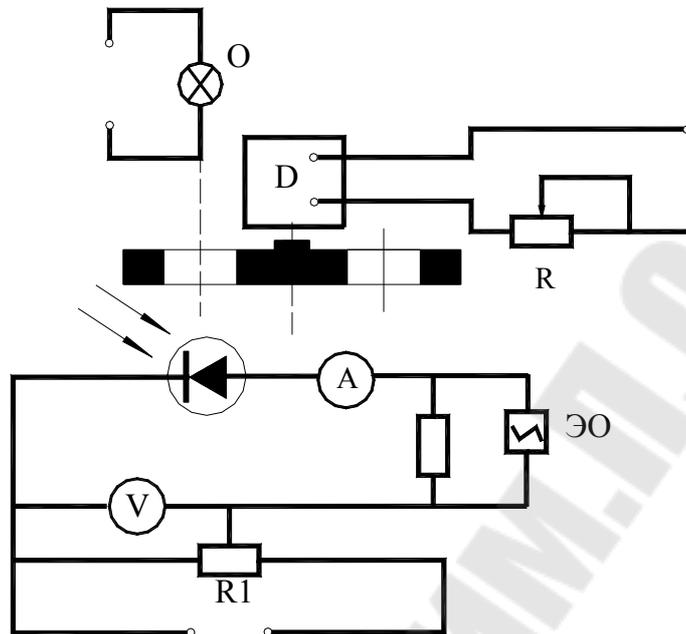


Рис. 13. Принципиальная схема для снятия характеристик и наблюдения релаксации фототока в цепи фотодиода.

2.12. Зарисуйте кривые релаксации фото-эдс при большом уровне освещения и рассчитайте время жизни неосновных носителей заряда τ .

2.13. Измерьте емкость фотодиода (фотоварикапа) при различных освещенностях.

3. Содержание отчета.

3.1. Цель работы и объем исследований.

3.2. Схемы экспериментов.

3.3. Результаты экспериментов в табличном и графическом виде.

3.4. Расчеты требуемых параметров.

4. Контрольные вопросы.

1. Объясните явление возникновения фотогальванического эффекта при освещении р-п-перехода. Чем ограничено максимальное значение фото-эдс фотоэлемента?

2. Объясните вольт-амперные, световые, спектральные и частотные характеристики фотоэлемента.

3. Что такое интегральная чувствительность фотоэлемента?

4. Какие факторы влияют на КПД фотоэлемента?

5. Объясните фотодиодный режим работы р-п-перехода и основные характеристики фотодиода.

6. Объясните уменьшение фототока в цепи с фотоэлементом или фотодиодом при увеличении частоты модуляции светового потока.

7. Как можно определить фото-эдс и ток короткого замыкания фотоэлемента?

8. Объясните температурную зависимость фототока и фото-эдс фотодиода. Чем объяснить сильную зависимость темнового тока от температуры окружающей среды у фотодиодов?

Литература

1. Новиков А.В. Теоретические основы микроэлектроники. – М.: Высшая школа, 1972. – 352 с.
2. Жеребцов И.П. Основы электроники. – Л.: Энергоиздат, 1990. – 352 с.

Лабораторная работа № 6

Изучение полупроводниковых лазеров

Цель работы: изучение основных физических принципов работы полупроводниковых лазеров, экспериментальное установление основных характеристик инжекционных лазеров.

1. Методика измерений и установка для исследований.

1.1. Определение порогового тока генерации лазерного диода. Для этого собрать установку по следующей схеме (см. рис. 14):

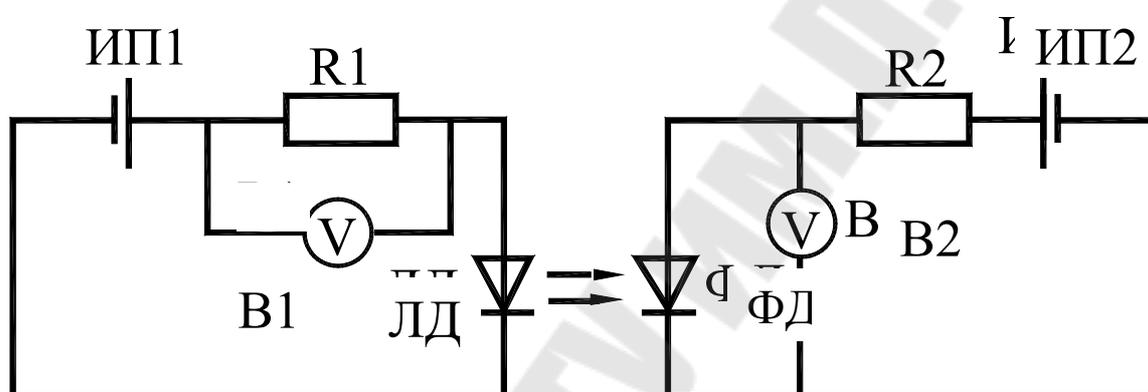


Рис. 14. Схема определения порогового тока генерации лазерного диода.
 $R_1=10 \text{ Ом}$, $R_2=1 \text{ Ом}$

Плавно изменяя ток питания лазера, зафиксировать с помощью фотодиода момент возникновения генерации (минимального изменения напряжения на ФД). Записать полученное значение тока питания лазера (используя показания вольтметра B_1). Определить среднее значение $I_{\text{пор}}$.

1.2. Зависимость мощности генерации от величины тока инжекции. Для чего, плавно увеличивая ток через ЛД, регистрировать изменение напряжения на сопротивлении R_2 в цепи ФД. Рассчитать мощность излучения, исходя из полученных значений фототока фотодиода.

Полученные значения (5 ÷ 10 точек) занести в таблицу:

| № | U_{R1} | U_{R2} | $I_{\text{ЛД}}$ | $I_{\text{ФД}}$ | $P_{\text{ГЕН}}$ |
|-----|----------|----------|-----------------|-----------------|------------------|
| 1 | | | | | |
| 2 | | | | | |
| ... | | | | | |

$$I_{\text{ЛД}} = I_{R1}$$

$$I_{\text{ФД}} = I_{R2}$$

$$P_{\text{ГЕН}} \approx 0,1 \cdot I_{\text{ФД}}$$

1.3. Вольт-амперная характеристика лазерного диода. Для этого собрать схему:

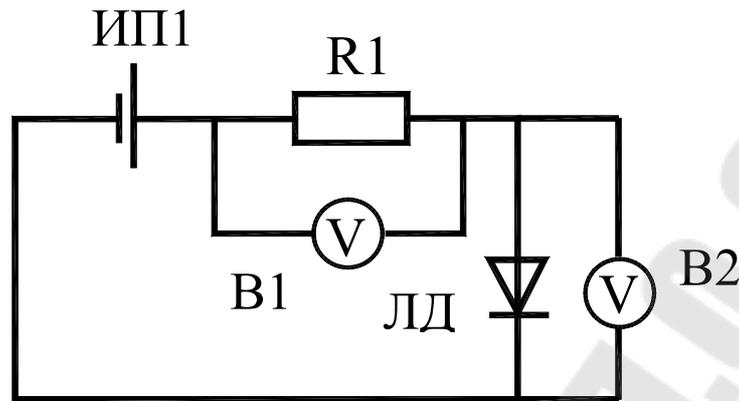


Рис.15. Схема снятия вольт-амперной характеристики лазерного диода.

Полученные данные занести в таблицу:

| № | U_{R1} | $I_{ЛД}$ | $U_{ЛД}$ |
|-----|----------|----------|----------|
| 1 | | | |
| 2 | | | |
| ... | | | |

$$I_{ЛД} = I_{R1}$$

Построить все полученные зависимости: $I_{ЛД} = f(U_{ЛД})$, $P_{ГЕН} = f(I_{ЛД})$.

3. Содержание отчета.

3.1. Цель работы и объем исследований.

3.2. Схемы экспериментов.

3.3. Результаты экспериментов в табличном и графическом виде.

3.4. Расчеты требуемых параметров.

4. Контрольные вопросы.

1. Что такое спонтанное и вынужденное излучение?

2. Чем отличается неравновесное распределение частиц по уровням от равновесного?

3. Чем отличается лазерное излучение от излучений других видов?

4. Объяснить принцип работы твердотельного лазера.

5. Объяснить структуру энергетических зон и населенность уровней в полупроводнике.
6. Как осуществляется инверсия населенностей в полупроводнике?
7. Каковы типы полупроводниковых лазеров, в чем их недостатки и преимущества?
8. Зачем нужна обратная связь в лазерах?
9. Объяснить устройство и принцип работы инжекционного лазера.

Литература

1. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. – М.: Наука, 1983. – 319 с.
3. Жеребцов И.П. Основы электроники. – Л.: Энергоиздат, 1990. – 352 с.

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|---|----|
| Лабораторная работа № 4. Изучение фотопроводимости полупроводников..... | 25 |
| Лабораторная работа № 5. Изучение фотоэлектрических свойств р-п- перехода, исследование фотодиода..... | 29 |
| Лабораторная работа № 6. Изучение полупроводниковых лазеров..... | 33 |

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ

Часть 2

**Практическое пособие
по выполнению лабораторных работ
для студентов специальности 1-36 04 02
«Промышленная электроника»
дневной и заочной форм обучения**

Авторы-составители: **Верига** Бронислав Антонович
Гуреева Ольга Викторовна
Шуликов Валентин Иванович

Подписано в печать 24.03.06.

Формат 60x84/16. Бумага офсетная. Гарнитура «Таймс».

Цифровая печать. Усл. печ. л. 2,09. Уч.-изд. л. 2,64.

Изд. № 8.

E-mail: ic@gstu.gomel.by

<http://www.gstu.gomel.by>

Отпечатано на МФУ XEROX WorkCentre 35 DADF
с макета оригинала авторского для внутреннего использования.
Учреждение образования «Гомельский государственный технический
университет имени П.О. Сухого».
246746, г. Гомель, пр. Октября, 48, т. 47-71-64