

### 3. ФОТОПРИЕМНИКИ НА ОСНОВЕ ВНУТРЕННЕГО ФОТОЭФФЕКТА

В приемниках с внутренним фотоэффектом используют три основных явления, вызываемых излучением: фотопроводимость, фотогальванический и фотомагнитоэлектрический эффекты.

#### 3.1. Поглощение излучения полупроводниками.

В полупроводниках различают пять основных типов оптического поглощения: собственное, примесное, поглощение свободными носителями заряда, экситонное и поглощение решеткой.

**Собственным** называют поглощение, при котором электроны под действием излучения, приобретя дополнительную энергию, превышающую или равную ширине запрещенной зоны полупроводника  $E_g$  переходят из валентной зоны в зону проводимости. Процессы собственного поглощения зависят от структуры энергетических зон полупроводника. У прямозонных полупроводников абсолютный минимум энергии зоны проводимости с волновым вектором  $k_{min}$  и максимума энергии в валентной зоне  $k_{max}$  совпадают. Примером такого полупроводника является InSb (см. рис. 3.1,а). У непрямозонных полупроводников абсолютный минимум зоны проводимости смещен по оси  $k$  относительно вершины ва-

Структуры энергетических зон полупроводников типа InSb (а) и Ge (б)

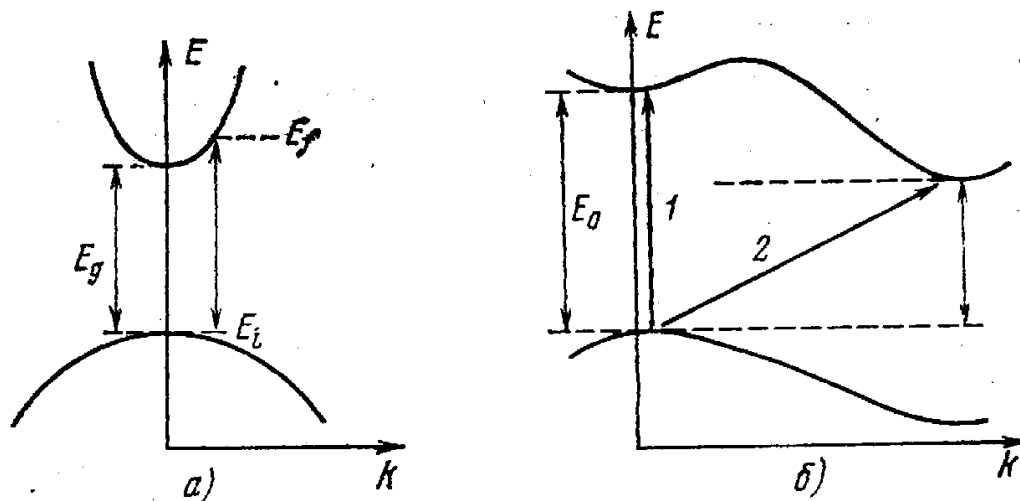


Рис. 3.1.

лентной зоны ( $k_{min} \neq k_{max}$ ). К таким полупроводниковым структурам относятся большое число известных полупроводников, например Si и Ge (см. рис. 3.1,б).

Спектральная зависимость коэффициентов поглощения кремния и германия представлена на рис. 3.2. Рост коэффициента поглощения наблюдается при энергии квантов света, достаточной для осуществления межзонных переходов электронов. Поскольку  $k_{min} \neq k_{max}$ , то вначале переходы электронов в зону проводимости происходят с изменением их квазиимпульсов, что требует участия в процессе поглощения и возбуждения кроме фотона и электрона третьей частицы, например фонона (см. переход 2 на рис. 3.1,б). Такие переходы называются непрямыми. При увеличении энергии фотонов и достижении  $hn=E_0$  осуществляются прямые или вертикальные переходы, при которых изменения квазиимпульса не происходит (переход 1 на рис. 3.1,б).

В простейшем случае для полупроводника, у которого валентная зона и зона проводимости параболические (рис. 3.1,а), для разрешенных прямых переходов при  $k=0$  коэффициент поглощения  $a(h\nu)$  у края собственного поглощения полупроводника имеет вид

$$a(h\nu) = A\sqrt{h\nu - E_g}. \quad (3.1)$$

Для непрямозонных полупроводников при  $k \neq 0$ , вероятность прямого перехода увеличивается пропорционально  $h\nu - E_g$ . При этом коэффициент поглощения имеет следующую спектральную зависимость

$$a(h\nu) = A'(h\nu - E_g)^{3/2}, \quad (3.2)$$

где  $A, A'$  - коэффициенты, зависящие от эффективных масс носителей.

Температура оказывает существенное влияние на спектр поглощения полупроводников. При повышении температуры значение  $E_g$ , как правило, уменьшается вследствие изменения взаимодействия электрона с решеткой. Это вызывает сдвиг края фундаментального поглощения в длинноволновую область.

Зависимости коэффициентов поглощения кремния (а) и германия (б) от энергии фотонов

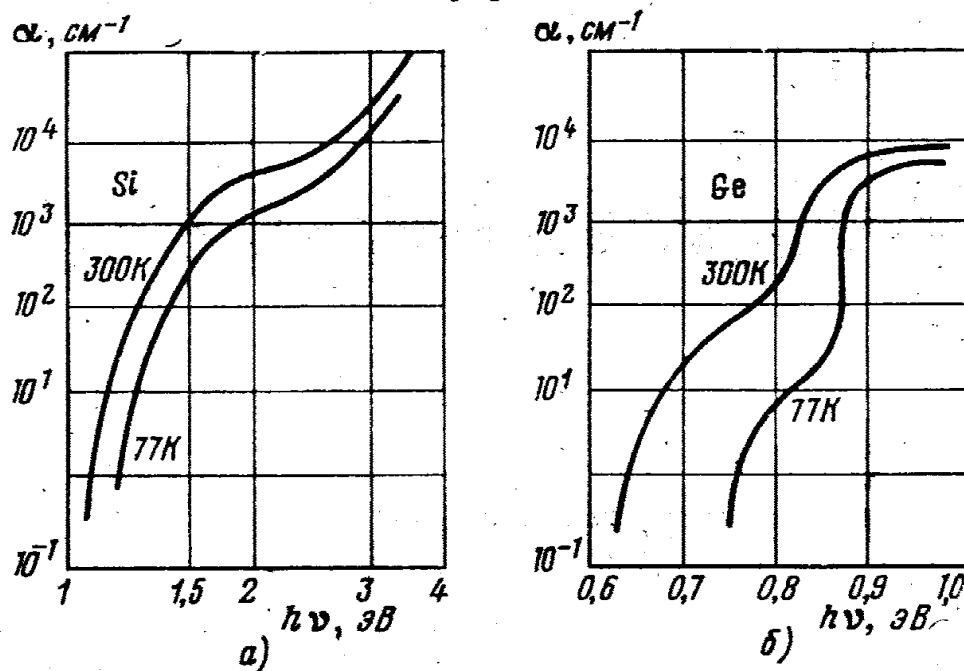


Рис. 3.2.

**Примесное поглощение** возникает при наличии в запрещенной зоне полупроводника энергетических уровней примесей. Обмен носителями заряда между этими уровнями и соответствующими разрешенными зонами осуществляется при участии фотонов, энергия которых меньше ширины запрещенной зоны. Полосы примесного поглощения располагаются за длинноволновым краем собственного поглощения полупроводника. Примесные атомы с малыми энергиями при комнатных температурах почти все ионизованы в результате термического возбуждения. Поэтому такие явления, как селективное поглощение и фотопроводимость для таких примесей можно наблюдать только при достаточно низких температурах.

### 3.2. Фотопроводимость полупроводников.

**Оптическая генерация носителей заряда.** Носители тока, возникающие в материале, минуя термическое возбуждение, называются неравновесными, а возникающая при этом избыточная проводимость называется неравновесной. Кроме процессов генерации при засветке происходит и рекомбинация носителей. Поэтому через некоторое время после начала освещения в полупроводнике устанавливается постоянная (стационарная) проводимость

$$S_{\phi,cm} = S_{\phi n} + S_{\phi p} = qh(I)N_{\phi}(m_n t_n + m_p t_p), \quad (3.3)$$

где  $h(I)$  - квантовый выход фотоионизации (число электронно-дырочных пар в расчете на один квант падающего излучения);  $N_{\phi}$  - поток фотонов, проникающих через поверхность полупроводника,  $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ;  $m_n, m_p$  - подвижность электронов и дырок;  $\tau_n, \tau_p$  - времена жизни электронов и дырок.

Интенсивность проникающего вглубь полупроводника излучения падает по закону

$$N_{\phi}(x) = N_{\phi 0} [1 - r(I)] \exp(-ax), \quad (3.4)$$

где  $N_{\phi 0}$  - поток фотонов падающих на поверхность полупроводника,  $r(I)$  - спектральный коэффициент отражения. В случае собственного поглощения  $a$  велико и излучение почти полностью поглощается в приповерхностной области полупроводника.

Спектральная зависимость фотопроводимости соответствует зависимости  $I$  и  $h$  от энергии квантов и возникает при превышении их энергии порогового значения. При собственном поглощении пороговая энергия определяется шириной запрещенной зоны, а при примесном - энергией активации соответствующего уровня примесного центра. На рис.



3.3 представлена спектральная зависимость фотопроводимости. Появление некоторой чувствительности при  $hn < E_g$  объясняется тепловыми колебаниями кристаллической решетки, вызывающие соответствующие флуктуации энергии электронов и значения  $E_g$ . С увеличением энергии фотонов фотопроводимость быстро достигает максимума, а затем начинает уменьшаться. Этот спад объясняется малыми временами жизни носителей заряда в приповерхностном слое полупроводника.

**Процессы рекомбинации.** Стационарное значение фотопроводимости определяется временами жизни носителей. В свою очередь, эти времена регулируются процессами захвата. Рассеяние энергии, выделяющейся при рекомбинации носителей, может осуществляться несколькими путями:

- передачей энергии фотону при *излучательной рекомбинации*;

- превращением в энергию тепловых колебаний решетки при многофононной рекомбинации;
- передачей энергии свободному электрону или дырке при Оже-рекомбинации.

В большинстве практически важных случаев наиболее существенной является рекомбинация с участием примесных центров. Вероятность рекомбинации и время жизни носителей при этом зависят от мгновенной заселенности примесных уровней и с течением времени меняются по сложному закону.

**Усиление фототока.** В однородном полупроводнике величина фототока определяется выражением

$$I_{\phi} = qGK_{\phi}, \quad (3.5)$$

где  $G$  - полная генерация, равная при равномерном поглощении произведению скорости генерации носителей в единице объема полупроводника  $g$  на его объем;  $K_{\phi}$  - коэффициент усиления

$$K_{\phi} = \frac{t_n}{t_n} + \frac{t_p}{t_p}, \quad (3.6)$$

где  $t_n$  и  $t_p$  - времена пролета электронов и дырок электродами при длине образца  $d$  и приложенном напряжении  $U$ :  $t_n = d^2 / (m_n U)$ ,  $t_p = d^2 / (m_p U)$ . После преобразований получим:

$$K_{\phi} = (t_n m_n + t_p m_p)U / d^2, \quad (3.7)$$

$$I_{\phi} = qG(t_n m_n + t_p m_p)U / d^2.$$

Физический смысл коэффициента усиления заключается в том, что созданная светом неравновесная проводимость в полупроводнике сохраняется до тех пор, пока не рекомбинируют в объеме или не уйдут из него во внешнюю цепь через контакты избыточные носители. Поскольку электроны и дырки имеют разные подвижности, то при достаточно больших напряженностях электрического поля (при которых время пролета электрона через образец станет меньше времени жизни) за время до рекомбинации электронно-дырочной пары от контакта до контакта пройдет электронов больше, чем один. Если время жизни и подвижность носителей не зависят от поля, то фототок должен линейно возрастать с увеличением приложенного напряжения или уменьшением расстояния между контактами. Такая зависимость будет сохраняться до тех пор, пока время пролета дырок не уменьшится до их времени жизни. После этого фототок перестает возрастать, так как эффективное время жизни неравновесной электронно-дырочной пары начинает убывать пропорционально приложенному электрическому полю, что компенсирует увеличение скорости их движения. В этой области смещений быстродействие фотоприемника увеличивается. В стационарном состоянии фотопроводимость определяется выражением

$$S_{\phi.cm} = q(m_n + m_p)Gt_{\phi}, \quad (3.8)$$

где  $t_{\phi}$  - время жизни неравновесной проводимости. Очевидно, что тем больше  $t_{\phi}$ , тем выше фотопроводимость и больше инерционность приемника излучения и соответственно меньше граничная частота или полоса пропускания  $Df$ . Качество фотоприемника оценивают его добротностью  $Q = K_{\phi} Df$ . Для каждого типа фотоприемника с линейным механизмом усиления фототока добротность есть величина постоянная. Выигрыш в коэффициенте усиления сопровождается пропорциональным уменьшением полосы пропускания и наоборот. Оптимизация параметров фотоприемников означает максимизацию их добротности.

### 3.3. Фоторезисторы.

Фоторезисторы являются наиболее простым типом приемников излучения. Их действие основано на явлении фотопроводимости. Для изготовления фоторезисторов применяются полупроводниковые материалы в виде поликристаллических пленок, спеченных таблеток, монокристаллических пластинок. Используется фоточувствительность материалов, как в области собственного поглощения, так и в примесной области. Схематическая конструкция фоторезистора с омическими контактами показана на рис. 3.4.

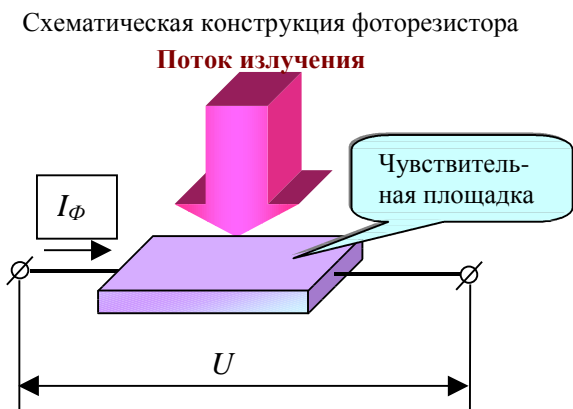


Рис.3.4.

Высокую селективность удается получить лишь у фоторезисторов, изготовленных на основе монокристаллов. Среднее значение постоянной времени фоторезисторов лежит, как правило, в диапазоне от единиц микросекунд до сотен миллисекунд. С ростом освещенности инерционность уменьшается.

В области низких частот преобладает шум типа  $1/f$ , обусловленный различными неоднородностями в объеме полупроводника и на его поверхности. На частотах больших 1 кГц преобладает генерационно-рекомбинационный шум, величина которого

уменьшается при снижении темпа тепловой или световой генерации носителей, или уменьшении времени их жизни.

Для фоторезисторов на основе полупроводников с примесной проводимостью, т.е.  $n \gg n_i$ , и малых уровнях засветки, которая генерирует незначительное число носителей по сравнению с равновесными тепловыми  $\Phi h t \ll n d_0$ , их обнаружительную способность можно записать в виде

$$D^* = \frac{1}{2hn} \sqrt{\frac{h}{\Phi} \frac{1}{1 + \frac{d_0 n_i^2}{\Phi h t n}} \frac{1 - \exp(-ad_0)}{\sqrt{1 + w^2 t^2}}}, \quad (3.9)$$

где  $d_0$  - толщина фоторезистора в направлении распространения света. Оптимальная толщина фоторезистора  $d_0$  примерно равна обратной величине коэффициента поглощения света.

К преимуществам фоторезисторов следует отнести относительную дешевизну изготовления, широту перекрываемых номиналов сопротивлений и простоту выполнения фоточувствительных элементов со сложной конфигурацией. Недостатками фоторезисторов являются значительная инерционность, температурная и временная нестабильность характеристик.

### 3.4. Фотоэлектрические явления в структурах с $p-n$ -переходами.

**Электронно-дырочные переходы.** Принцип действия большинства полупроводниковых фотоприемников с  $p-n$ -переходом основан на пространственном разделении электронов и дырок потенциальным барьером. На рис. 3.5,а показана энергетическая диаграмма  $p-n$  перехода без освещения. При освещении фотонами с энергией  $hn > E_g$  происходит генерация электронно-дырочных пар (рис. 3.5,б и 3.5,в). Если освещается область с  $p$ -

Энергетические диаграммы  $p-n$  перехода в темноте (а) и на свету (б) и схема фотогоальванического приемника (в)

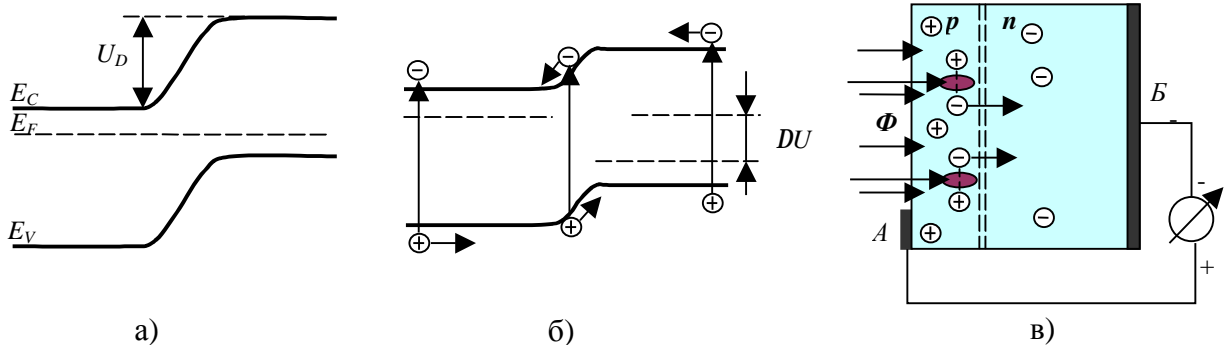


Рис. 3.5.

проводимостью (см. рис. 3.5,в), то при образовании электронно-дырочной пары электроны, находящиеся на расстоянии от  $p-n$ -перехода, меньшем длины диффузии  $L_n$ , попадают через переход в  $n$ -область. Дырка же остается в  $p$ -области. Аналогично, если излучение поглощается в  $n$ -полупроводнике, то через переход в  $p$ -область перебрасываются только дырки. Если же пары генерируются в области объемного заряда, то поле перехода "разводит" носители заряда таким образом, что они оказываются в той области структуры, где являются основными. Таким образом  $p-n$ -переход играет роль стока неосновных носителей заряда и между электродами  $A$  и  $B$  появится разность потенциалов, или фото-ЭДС.

Результатом пространственного разделения неравновесных носителей заряда является уменьшение потенциального барьера перехода  $U_D$  (рис. 3.5,б) на  $DU$ . Это можно представить, как следствие частичной нейтрализации объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода. Уровни Ферми в объеме полупроводниковой структуры оказываются смещенными друг относительно друга на  $DU$ . Разность потенциалов  $DU$ , возникающая на контактах диода, зависит от сопротивления внешней цепи и достигает максимального значения при ее разрыве (режим холостого хода).

**Гетеропереходы** в отличие от гомогенных переходов, в которых используются полупроводники с неизменным химическим составом, представляют собой контакт двух различных по химическому составу материалов, осуществленный в одном кристалле. Гетеропереход, таким образом, является контактом материалов с разной шириной запрещенной зоны, отличающихся зонными структурами, эффективными массами электронов и дырок по обе стороны границы раздела, подвижностями и др. На основе гетеропереходов, управляя составом компонент, имеется возможность создавать приемники с разной спектральной чувствительностью, например "селективные фотоприемники", что имеет большое значение для регистрации лазерного излучения.

**Контакты металл-полупроводник** (диоды Шотки) широко используются при создании фотоприемников. Барьер Шотки получают нанесением металла на поверхность полупроводника (см. рис. 3.6). Как правило, поверхность полупроводника покрыта слоем окисла, образующего между металлом и полупроводником диэлектрическую прослойку.

Энергетическая диаграмма барьера Шотки, образованного при нанесении металла на полупроводник с проводимостью  $n$ -типа

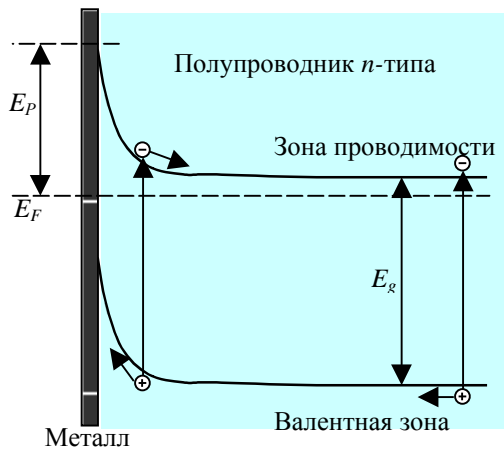


Рис. 3.6.

На границах этого диэлектрического слоя с металлом и полупроводником, а также внутри его существуют поверхностные электронные состояния (ПЭС), которые принимают участие в обмене носителями заряда между металлом и полупроводником. Возникновение пространственного заряда в приповерхностной области полупроводника обусловлено переносом электронов (материал  $n$ -типа) из зоны проводимости полупроводника в металл. Одновременно электроны уходят в металл и с приповерхностных состояний, расположенных между дном проводимости и уровнем Ферми, оставляя на этих состояниях положительный заряд. Результирующая высота барьера в полупроводнике  $E_p$  определяется разностью между работой выхода металла и электронным сродством полупроводника, а также распределением поверхностных состояний по энергиям.

В настоящее время получили распространение фотоприемники с двумя видами фотопереходов в диодах Шотки. В них используются, во-первых, межзонные переходы в по-

Спектральная характеристика фоточувствительности диода Шотки

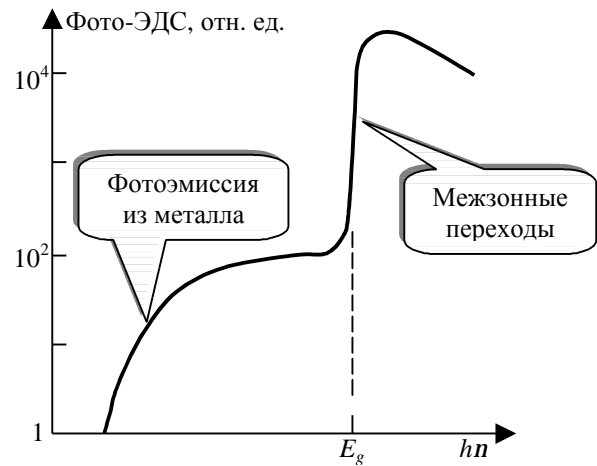


Рис. 3.7.



лупроводнике и, во-вторых, фотоэмиссия из металла в полупроводник. Каждый из этих переходов дает вклад в фототок в различных областях спектра (рис. 3.7). Длинноволновая граница собственного фотоэффекта определяется значением  $E_g$  полупроводника, а для фотоэмиссии из металла - высотой потенциального барьера в полупроводнике со стороны металла, которая меньше, чем  $E_g$ .

### 3.5. Фотодиоды и фототранзисторы.

**Фотодиоды.** Основным элементом фотодиода является  $p-n$ -переход. При его освещении происходит генерация электронно-дырочных пар. Электрическое поле перехода разделяет неравновесные носители заряда. Ток, образованный этими носителями совпадает по направлению с обратным током  $p-n$ -перехода. Поэтому вольтамперную характеристику (ВАХ)  $p-n$ -перехода при освещении можно записать в виде

$$I = I_{нас} \left[ \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] - I_{\phi}, \quad (3.10)$$

где  $I_{нас}$  - ток насыщения;  $I_{\phi}$  - фототок.

Фотодиоды используются в двух основных режимах работы: *фотодиодном* и *фотогольваническом*. В первом случае на диод подается обратное напряжение и ток через структуру является функцией освещенности чувствительной площадки. Во втором случае фотодиод сам используется в качестве источника ЭДС или тока.

Типичная структура фотодиода и его ВАХ показаны на рис. 3.7 и 3.8. Оценим величину фототока для простого случая, когда излучение поглощается в  $n$ -области  $p-n$ -перехода и интенсивность света постоянна по толщине, т.е.  $aw \ll 1$ . Здесь  $w$  - ширина базы

Структурная схема фотодиода

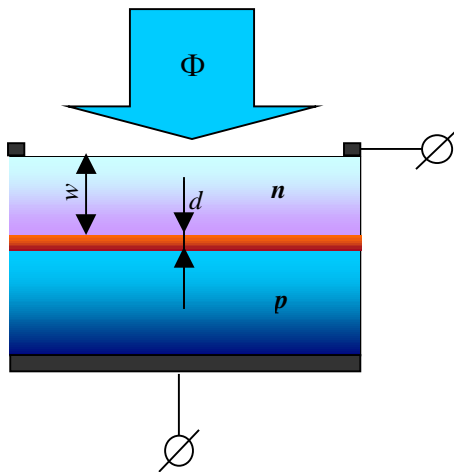


Рис. 3.8.

Вольт-амперные характеристики фотодиода

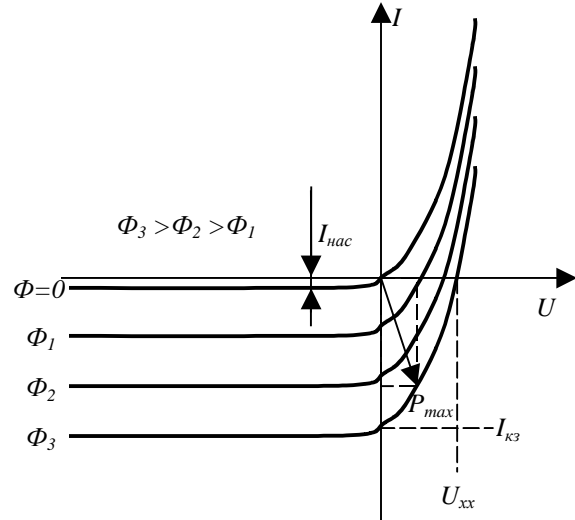


Рис. 3.9.

(т.е.  $n$ -области фотодиода, как показано на рис. 3.8). При обратном смещении процесс переноса генерированных светом носителей заряда не отличается от переноса равновесных носителей в  $n$ -базе. Для определения фототока можно воспользоваться формулой для обратного тока  $p-n$ -перехода, которая для случая  $p_p \gg n_n$  имеет вид

$$I_{нас} = qSL_p p_n / t_n. \quad (3.11)$$

Это ток неравновесных носителей заряда, генерируемых с темпом  $p_n/t_n$  в слое базы шириной, равной длине диффузии неосновных носителей (дырок)  $L_p$ . По аналогии фототок

$$I_{\phi} = qS(\Delta p / t_p)w, \quad (3.11)$$

где  $D_p$  - концентрация генерированных светом носителей. Выполняется соотношение  $w \ll L_p$ . Подставляя  $\Delta p = \text{hat}_p g \Phi$ , получим

$$I_\phi = qawhgS\Phi = qchgS\Phi, \quad (3.12)$$

где  $S$  - площадь чувствительной площадки,  $c$  - безразмерный коэффициент, характеризующий долю излучения, поглощаемого в базе. Последняя формула справедлива и в более реальном случае, когда интенсивность света спадает вглубь базы по экспоненциальному закону. Коэффициент  $c$  в общем случае зависит от  $a$ ,  $w$ ,  $D_p$ ,  $L_p$  и скорости поверхностной рекомбинации  $s$ . отождествляя  $c$  с коэффициентом усиления  $K_\phi$ , можно видеть, что, поскольку  $c \leq 1$ , усиление фототока в  $p$ - $n$ -переходе не может быть больше единицы (исключая режим лавинного умножения). Однако у фотодиодов на основе  $p$ - $n$ -перехода имеется много преимуществ, главным из которых является малая инерционность.

При достаточно больших обратных напряжениях ВАХ диода запишется как

$$I = -(I_{нас} + I_\phi) = -I_{нас} - qchgS\Phi, \quad (3.13)$$

т.е. ток не зависит от напряжения, а определяется только интенсивностью засветки. Линейная зависимость фототока от интенсивности света является большим преимуществом фотодиодов перед фоторезисторами.

Для фотодиодного режима работы характерны меньшая инерционность и большая чувствительность по напряжению. Рабочий режим выбирается исходя из максимальной мощности  $P$ , выделяющейся в цепи нагрузки  $R_n$ .

Общее дополнительное требование к фотодиодам состоит в уменьшении их инерционности. В общем случае инерционность фотодиодов определяется тремя процессами: временем диффузии или дрейфа неравновесных носителей через базу  $t_d$ , временем их пролета через область объемного заряда  $p$ - $n$ -перехода  $t_i$  и постоянной времени цепи  $t_{RC} = RC$ .

Если на фотодиод подать прямоугольный импульс света, то ток через диод появится после того, как возбужденные светом носители заряда дойдут до  $p$ - $n$ -перехода, т.е. через время, равное диффузии носителей через базу. В начале импульса ( $0 < t < t_d$ ) градиент концентрации дырок в базе больше, чем в установившемся режиме ( $t_d < t < t_u$ ). Поэтому в начальный момент неравновесные носители диффундируют через базу с большей скоростью. Соответственно носители возбужденные в конце импульса света ( $t \approx t_u$ ), диффундируют медленнее. Вследствие этого фронты нарастания и спада импульсов фототока размываются.

Время пролета носителей через область объемного заряда равно  $t_i = d/v_{max}$ , где  $v_{max}$  - максимальная скорость движения зарядов,  $d$  - ширина области объемного заряда. При больших полях  $v_{max}$  не зависит от напряженности электрического поля из-за уменьшения подвижности в сильных полях. В германии и кремнии  $v_{max} \approx 5 \cdot 10^6$  см/с, значение  $d$  зависит от обратного напряжения и концентрации основных носителей в базе и обычно меньше 5 мкм. Следовательно,  $t_i \approx 10^{-10}$  с.

Инерционность фотодиода в основном определяется его постоянной времени  $t_{RC}$ , которая при обратном смещении определяется сопротивлением базы  $r_b$  и зарядной емкостью  $C_d$ . Сопротивление  $r_b$  для фотодиодов значительно больше, чем для диодов других типов, так как у фотодиодов омический контакт расположен, как правило, по краям базы, а не по всей поверхности. Поэтому уменьшение толщины базы приводит здесь не к уменьшению, а к увеличению  $r_b$ . Наилучшим путем уменьшения  $t_{RC}$  является уменьшение площади  $p$ - $n$ -перехода.

Основными собственными шумами фотодиодов являются дробовый, тепловой и низкочастотный типа  $1/f$ . Тепловые шумы омического сопротивления базы фотодиода обычно не превышают нескольких сотен Ом, и их можно не учитывать по сравнению с дробовыми. При этом пороговая чувствительность будет определяться выражением



$$\Phi_{II} = \frac{1}{S_I} \sqrt{2q(I_T + I_{\phi OH})\Delta f}, \quad (3.14)$$

где  $I_T$  - темновой ток фотодиода,  $I_{\phi}$  - ток вызываемый фоновой засветкой,  $S_I$  - токовая чувствительность фотодиода (приблизительно равная 0,5 А/Вт). Обратный ток кремниевых  $p$ - $n$ -переходов много меньше, чем германиевых. Если для германиевых фотодиодов при максимальной спектральной чувствительности  $\Phi_{II} \gg 10^{-12}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup> то для кремниевых пороговая чувствительность достигает значения  $10^{-13} \dots 10^{-14}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>. Отметим, что малые значения  $\Phi_{II}$  достигаются при большом сопротивлении фотодиода и соответственно нагрузки. Поэтому ясно, что низкая пороговая чувствительность может быть получена только при низких частотах модуляции принимаемого излучения.

Обнаружительная способность фотодиодов выше, чем фоторезисторов, примерно в  $\sqrt{2}$  раз вследствие того, что через  $p$ - $n$ -переход переносятся только неосновные носители. Ток основных носителей практически равен нулю. При низких частотах модуляции света и сопротивлении нагрузки  $R_n$ , много большем темнового сопротивления фотодиода  $R_{\phi d}$ , удельную обнаружительную способность можно определить из следующего соотношения:

$$D^* = \frac{\sqrt{S_{np}\Delta f}}{\Phi_{II}} = S_I \sqrt{\frac{S_{np}}{2q(I_T + I_{\phi OH})}}. \quad (3.15)$$

**Лавинные фотодиоды (ЛФД).** Для повышения фоточувствительности фотодиодов в них используется эффект лавинного усиления. В обычном фотодиоде при поглощении фотона образуется одна электронно-дырочная пара. Неосновные носители этих пар либо рекомбинируют, либо протекают через  $p$ - $n$ -переход, обуславливая фототок. В ЛФД носители, проходящие через  $p$ - $n$ -переход, приобретают в сильном электрическом поле перехода энергию, достаточную для ионизации атомов решетки, и создают на своем пути вторичные пары. В результате токовый сигнал за счет лавинного умножения увеличивается. Для развития лавины необходимо выполнение двух условий: толщина обедненного слоя  $p$ - $n$ -перехода, в которой сосредоточено внутреннее электрическое поле, должна превышать длину свободного пробега неосновных носителей заряда; энергия, накапливаемая неосновными носителями в области перехода, должна быть достаточной для возбуждения валентных электронов полупроводника, т.е. превышать порог ударной ионизации:

$$qU_i = (2\dots 3)E_g. \quad (3.16)$$

При выполнении этих условий создаются вторичные пары носителей, разделяемые полем перехода. Толщина области объемного заряда перехода и напряженность внутреннего электрического поля в ней при данном смещении зависят от структуры диода и от удельного сопротивления полупроводника (см. рис. 3.10). Поэтому напряжение лавинного пробоя связано с удельным сопротивлением материала

$$U_{л.л.} = bR^{\alpha} \quad (\text{для германия } b=85; \alpha=0,62). \quad (3.17)$$

Лавинное усиление фототока, проходящего через освещенный  $p$ - $n$ -переход, используется в ЛФД, работающих в предпробойном режиме. Зависимость коэффициента лавинного усиления от напряжения на фотодиоде выражается приближенным соотношением Миллера

Структура ЛФД (а), распределение концентрации примеси (б) и напряженности электрического поля (в)

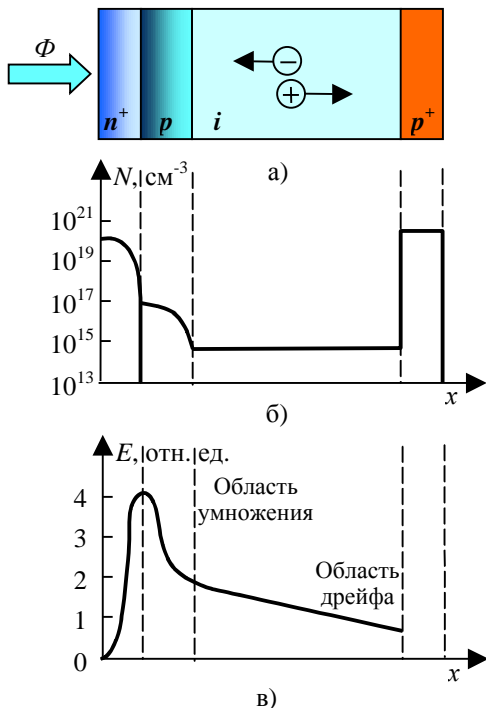


Рис. 3.10.

$$M = \frac{1}{1 - (U/U_{л.н.})^n}, \quad (3.18)$$

где  $n$  - коэффициент, зависящий от ионизационных способностей электронов и дырок, от длины волны принимаемого излучения, а также от материала и конструкции ЛФД. Для кремниевых фотодиодов  $n = 3.4 \dots 4.0$ , если генерация носителей происходит в  $p$ -области и лавина образуется в результате ударной ионизации, производимой электронами;  $n = 1.2 \dots 2.0$ , если ударная ионизация производится дырками, генерируемыми в  $n$ -области.

Сильная зависимость коэффициента лавинного умножения от приложенного напряжения в области обратных напряжений, близких к  $U_{л.н.}$ , а также от температуры диода требует применения специальных мер по стабилизации рабочей точки ЛФД.

В настоящее время широкое применение в диапазоне длин волн  $1.0 \dots 1.6$  мкм получили германиевые лавинные фотодиоды, которые имеют высокий квантовый выход, слабо зависящий от температуры. Их основным недостатком являются большие темновые токи, сильно возрастающие с увеличением температуры. Это не позволяет реализовать в схемах коэффициенты усиления более 10. Кроме того, коэффициенты ионизации электронов и дырок близки между собой  $\beta/\alpha=2$ . Упомянутые причины приводят в реальных схемах к нестабильностям и большим дополнительным шумам. Необходимо отметить, что для германиевых ЛФД разработаны схемы включения с динамическим смещением рабочей точки. Динамическое смещение осуществляется подачей на ЛФД сверхвысокочастотного гармонического сигнала ( $1 \dots 3$  ГГц), который периодически изменяя обратное напряжение на несколько вольт препятствует образованию лавинообразных шумовых процессов. При этом коэффициент внутреннего усиления ЛФД может достигать значений больших  $10^3$ .

Кремний более подходящий полупроводниковый материал для создания ЛФД. Ограничивает область использования кремниевых ЛФД их спектральная чувствительность, красноволновая граница которой лежит в области  $1.1$  мкм. Объемные темновые токи в кремниевых ЛФД могут быть уменьшены до  $10^{-11}$  А/мм<sup>2</sup>. Коэффициенты внутреннего усиления кремниевых ЛФД достигают значений  $10^4$ .

*Постоянная времени* ЛФД  $n$ - $p$ - $i$ - $p$ -типа определяется временем развития лавины в области умножения  $Mt_1$  (где  $t_1$  - время пролета носителем области умножения) и временем пролета носителей от области умножения до области контакта  $t_{оп}$

$$t_{лфд} = Mt_1 + t_{оп}. \quad (3.19)$$

Как правило, первое слагаемое (3.19) существенно меньше второго, т.е. инерционность ЛФД определяется не процессами умножения, а прохождением носителей через область относительно слабого поля к контакту.

Так как ЛФД работают в области больших обратных смещений, то их емкость незначительная и практически не ограничивает быстродействия.

*Спектральная плотность мощности шумового тока* при предположении, что шум "белый", определяется соотношением

$$\sqrt{S(f)} = 2q(I_T M^2 F + I_{ym}), \quad (3.20)$$

где  $F$  - шум-фактор. Его величина меньше, если первоначальное умножение начинается электронами, т.е. носителями с большим коэффициентом ионизации. Поэтому целесообразней изготавливать ЛФД из полупроводника  $p$ -типа проводимости.

**Р-и-п-фотодиоды.** Для уменьшения постоянной времени  $t$  используют так называемые  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиоды. Такой фотодиод (см. рис. 3.11) состоит из трех последовательных областей: из тонкой сильно легированной  $n$ -области, более толстого слоя с очень малой концентрацией примеси -  $i$ -области, и так же, как  $n$ -область, сильно легированной  $p$ -области. Для этого на противоположных областях пластины из высокоомного кремния ( $r = 2 \dots 10$  кОм) эпитаксией выращивают низкоомные слои  $p^+$ - и  $n^+$ - типов проводимости. Толщина  $n^+$ -слоя составляет  $30 \dots 50$  мкм,  $p^+$ -слоя -  $2 \dots 4$  мкм. Затем пластину окисляют и,

Кремниевые  $p-i-n$ -диоды с фронтальным освещением (а) и мезаструктуры с боковым освещением (б)

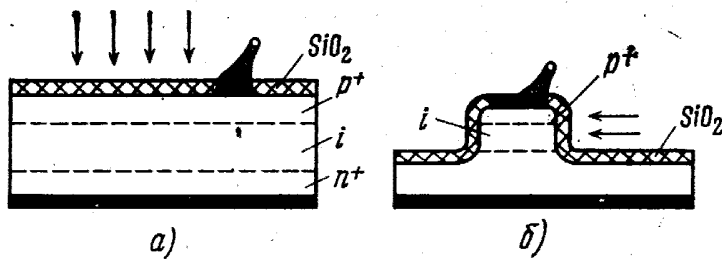


Рис. 3.11.

мезаструктуры, рассчитанные на боковое освещение (рис. 3.11,б). У них длина фоточувствительной области составляет несколько мм, что обеспечивает почти полное поглощение света.

На рис. 3.12,а изображена зонная диаграмма  $p-i-n$ -фотодиода. При обратном смещении в  $i$ -области возникает электрическое поле. Если напряжение  $U$  больше, чем  $U_{\text{ист}}$  (напряжение истощения), то область пространственного заряда заполняет всю  $i$ -область. Эта область обеспечивает разделение носителей, малые рекомбинационные потери и высокое быстродействие фотодиодов.

Зонная диаграмма  $p-i-n$ -фотодиода (а) и зависимости емкости (1) и тока (2) кремниевых  $p-i-n$ -фотодиодов от обратного напряжения

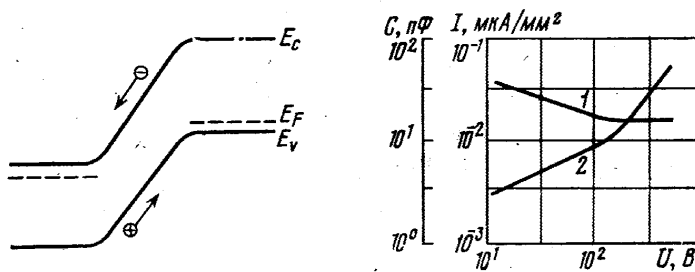


Рис. 3.12.

ответствует напряжению  $U > U_{\text{ист}}$ . Наступление полного истощения фиксируется по насыщению характеристики  $C(U)$ .

**Инерционность.** Время дрейфа носителей через базу толщиной  $w$  для  $p-i-n$ -диода составляет  $t_{p-i-n} = w^2 m_{\text{эф}} / U$ . Время дрейфового переноса значительно меньше диффузионного. Уже с напряжений в доли вольта,  $p-i-n$ -диоды имеют лучшее быстродействие. Например для  $w = 10 \dots 20$  мкм и  $U = 5 \dots 10$  В постоянная времени  $p-i-n$ -диода  $t_{p-i-n} = 10^{-9} \dots 10^{-10}$  с. Наименьшей инерционностью обладают фотодиоды, работающие в режиме насыщения дрейфовых скоростей носителей во всей  $i$ -области. Однако такой режим требует высоких напряжений обратного смещения (превышающих для некоторых типов диодов 100 В).

используя фотолитографию, создают омические контакты к  $p^+$ - и  $n^+$ -областям. Пленка окиси кремния играет роль антиотражающего покрытия на рабочей (освещаемой) поверхности. Толщина высокоомной  $i$ -области составляет  $w_i = 40 \dots 50$  мкм. Для возможности эффективной регистрации ближнего ( $\lambda \gg 1,06$  мкм) ИК излучения иногда используют  $p-i-n$ -

На рис. 3.12,б представлены зависимости  $C(U)$  и  $I(U)$  для кремниевого  $p-i-n$ -диода с площадью  $S = 40$  мм<sup>2</sup>. Обратная ветвь вольт-амперной характеристики при комнатной температуре имеет два различных участка. Первый из них, где обратный ток пропорционален  $\sqrt{U}$  и определяется током генерации, наблюдается при  $U \ll U_{\text{ист}}$ . Участку резкого возрастания обратного тока со-

**Фототранзисторы.** Биполярный транзистор представляет собой полупроводниковую структуру, в которой имеется два  $p$ - $n$ -перехода, как показано на рис. 3.13. Прибор можно представить состоящим из фотодиода и транзистора. Фотодиодом является освещаемая часть перехода база-коллектор.

Схема включения фототранзистора с отключенной базой

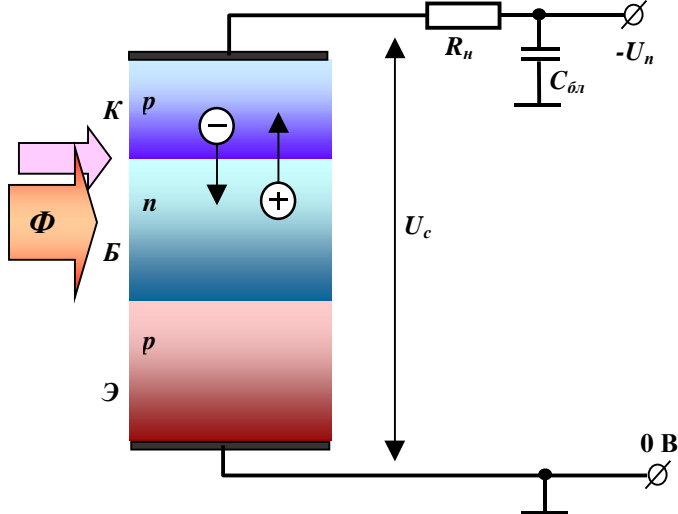


Рис. 3.13.

Фототранзистор представляет собой полупроводниковую структуру, в которой имеется два  $p$ - $n$ -перехода, как показано на рис. 3.13. Прибор можно представить состоящим из фотодиода и транзистора. Фотодиодом является освещаемая часть перехода база-коллектор.

Рассмотрим работу транзистора в схеме с общим эмиттером (ОЭ) при отключенной базе и отсутствии освещения. Поскольку коллекторный  $p$ - $n$ -переход включен в обратном направлении, все приложенное напряжение падает на нем и после включения ток в цепи равен обратному току отдельно взятого коллекторного перехода  $I_{КБ0}$ . Этот ток состоит из тока дырок из базы в коллектор и тока электронов из коллектора в базу. Уход из базы дырок и приход в нее электронов приводят к образованию отрицательного заряда в базе. Вследствие этого потенциальный барьер

эмиттерного перехода понижается и для компенсации отрицательного заряда в базу из эмиттера проникают дырки. Обозначим через  $h_{21Б}$  коэффициент передачи (усиления) эмиттерного тока транзистора:  $h_{21Б} = (I_K / I_Э)_{U_K=const}$ . Для рассматриваемого случая (ОЭ) часть (равная  $h_{21Б}$ ) инжектированных дырок проходит через базу в коллектор и в компенсации отрицательного заряда в базе участвует только  $1 - h_{21Б}$  часть дырочного тока эмиттера  $I_Э$ . Из условия электронейтральности ток, образующий заряд, должен быть равен току, его компенсирующему, т.е.  $I_Э(1 - h_{21Б}) = I_{КБ0}$ . Ток во всех участках последовательной цепи одинаков, поэтому

$$I = I_Э = I_K \text{ и } I = I_{КБ0} / (1 - h_{21Б}). \quad (3.21)$$

При освещении базы фототок увеличивает обратный ток коллекторного перехода, включенного в обратном направлении, так как фототок суммируется с коллекторным током

$$I = (I_{КБ0} + I_Ф) / (1 - h_{21Б}). \quad (3.22)$$

При  $I_{КБ0} \ll I_Ф$

$$I = I_Ф / (1 - h_{21Б}) \approx h_{21Э} I_Ф, \quad (3.23)$$

где  $h_{21Э}$  - коэффициент передачи (усиления) тока базы:  $h_{21Б} = I_K / I_Б = h_{21Б} / (1 - h_{21Б})$ . Из формулы (3.23) видно, что фототок транзистора усиливается в  $h_{21Э}$  раз по сравнению с током фотодиода. Соответственно в  $h_{21Э}$  раз увеличивается и интегральная чувствительность. Однако во столько же раз уменьшается предельная частота и поэтому произведение коэффициента усиления на ширину полосы частот остается неизменным, т.е. таким же, как и у фотодиода. Отметим, что рассмотренное включение по схеме с ОЭ наиболее распространено, поскольку отличается наибольшим коэффициентом усиления по мощности.

Фототранзисторы имеют высокий квантовый выход (около 100). Однако наличие второго  $p$ - $n$ -перехода приводит к значительному увеличению шумов, поэтому часто предпочитают использовать фотодиоды, добавляя дополнительный каскад в усилитель сигнала, шум которого меньше влияет на обнаружительную способность. Также к недостаткам фототранзисторов относятся значительная нестабильность параметров и характеристик во времени и при изменении температуры окружающей среды.