

объемный заряд образован избыточными подвижными электронами в зоне. При наличии ловушек задача становится гораздо сложнее. Качественно явления изменяются следующим образом. Положим, что ловушки создают глубокие уровни энергии (так что обратным тепловым выбросом электронов можно пренебречь) и что ловушки равномерно распределены по объему. Концентрацию ловушек будем считать намного большей концентрации равновесных электронов  $n_0$ . Тогда с увеличением напряжения инжектированные электроны будут сначала практически все захватываться на ловушки, а концентрация электронов в зоне увеличиваться не будет. Это приведет к тому, что первый омический участок вольтамперной характеристики не закончится при напряжениях  $\cong u_1$  (рис. 6.14), а будет продолжен в область больших напряжений (кривая *abe*). При некотором напряжении  $u_1$  все ловушки окажутся заполненными электронами, и тогда концентрация электронов в зоне начнет сильно увеличиваться с напряжением. Это приводит к очень крутому участку характеристики *ef* (рис. 6.14). И, наконец, когда величина тока достигнет значения, соответствующего квадратичному закону, сила тока будет изменяться по кривой *fd*, т. е. так же, как и в отсутствие ловушек. Разумеется, форма реальных характеристик зависит от свойств ловушек и их концентрации и поэтому может в деталях отличаться от приведенных схематических зависимостей.

Отметим еще, что время установления объемного заряда определяется максвелловским временем релаксации  $\tau_M$ . С другой стороны, установление электронного равновесия между ловушками и зоной характеризуется другим временем — «временем захвата»  $\tau$ . Если  $\tau_M < \tau$  (что часто имеет место), то после наложения внешнего напряжения в течение времени  $t < \tau$  характеристика имеет такой же вид, как и в отсутствие ловушек. И лишь в последующее время  $t > \tau$  устанавливается стационарная характеристика, определяемая ловушками. При этом значения токов в импульсном и стационарном режимах могут отличаться на много порядков. Исследуя кинетику установления ТОПЗ, а также характерные особенности стационарных характеристик, оказывается возможным оценить параметры ловушек (сечения захвата для электронов, концентрацию и др.).

## § 11. Выпрямление в контакте металл — полупроводник

Обратимся теперь к блокирующим, или запорным, контактам. Вольтамперная характеристика таких контактов может оказаться сильно нелинейной, и поэтому контакты соответственно подобранных пар металла и полупроводника (или двух полупроводников) широко используются как выпрямители переменного тока.

Влияние потенциального барьера на прохождение тока существенно зависит от соотношения между шириной барьера  $L_s$  и длиной волны электронов  $\lambda$ . Если барьер достаточно тонкий, так что  $L_s < \lambda$ , то электроны любой энергии могут проходить сквозь барьер вследствие квантовомеханического туннельного эффекта. Напротив, если  $L_s > \lambda$ , то возможность преодоления потенциального барьера

определяется классическим условием: энергия электрона должна быть больше высоты барьера, т. е. электроны могут проходить только над барьером. Так, например, при концентрации электронов  $n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при комнатной температуре, как мы видели в § 7,  $L_s \sim 10^{-5} \text{ см}$ . Для электронов с тепловыми скоростями при той же

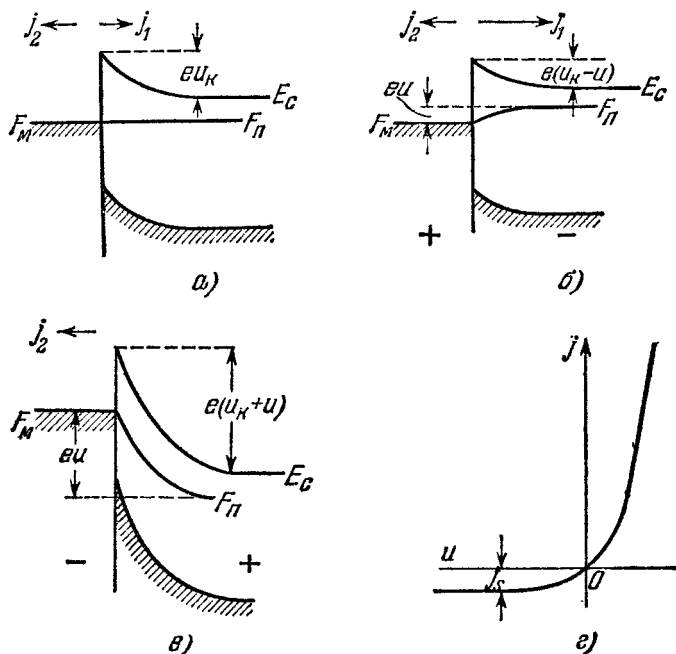


Рис. 6.15. Выпрямление в контакте металл — полупроводник: а) внешнее напряжение  $u = 0$ ; б) проходное направление тока; в) запирающее направление тока; г) вольтамперная характеристика (схематически).

температуре  $\lambda \sim 10^{-6} \text{ см}$ , и мы имеем классический случай прохождения над барьером. Однако  $L_s \sim 1/\sqrt{n_0}$ , и поэтому в сильно легированных полупроводниках с  $n_0 \sim 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (или больше)  $L_s < \lambda$  и существенную роль будет играть туннельное просачивание электронов.

Сейчас мы рассмотрим случай не очень сильно легированных полупроводников (случай туннельного эффекта будет рассмотрен в § VIII.3). Мы будем также предполагать, что участием дырок в образовании тока можно пренебречь (монополярная проводимость).

Качественное объяснение выпрямления тока для этого случая дано на рис. 6.15. В отсутствие внешнего напряжения (рис. 6.15, а) энергия электронов в глубине полупроводника понижается отно-

сительно металла на  $-eu_k$ , где  $u_k$  — контактная разность, а следовательно, для электронов, движущихся из полупроводника в металл, существует энергетический барьер  $eu_k$ . В равновесии ток  $j_1$  электронов, переходящих из полупроводника в металл, равен току  $j_2$  электронов, переходящих из металла в полупроводник, и поэтому полный ток  $j = j_1 - j_2 = 0$ . В соответствии с этим уровень Ферми везде одинаков.

Рис. 6.15, б соответствует приложенному внешнему напряжению такого знака, что изменение энергии электронов в полупроводнике —  $eu > 0$ . Для этого электронный полупроводник должен быть соединен с минусом источника; для полупроводника  $p$ -типа знак напряжения должен быть обратным. В этом случае потенциальный барьер в полупроводнике уменьшается на величину  $eu$  и ток  $j_1$  увеличивается, в то время как барьер со стороны металла, а следовательно, и ток  $j_2$  не изменяются. Поэтому возникает ток  $j = j_1 - j_2$ , идущий от металла к полупроводнику, который быстро увеличивается при увеличении  $u$  («проходное» направление тока, возрастающая ветвь характеристики на рис. 6.15, г).

При напряжении противоположного знака (рис. 6.15, в) потенциальный барьер в полупроводнике, напротив, увеличивается и ток  $j_1$  уменьшается. При  $eu$  порядка нескольких  $kT$  электроны из полупроводника практически вовсе не могут преодолеть потенциальный барьер, и поэтому обратный ток достигает некоторого значения  $j_s = j_2$ , которое не зависит от внешнего напряжения (ток насыщения). Для этого направления тока сопротивление контакта велико («запорное» направление).

Разумеется, вольтамперная характеристика, показанная на рис. 6.15, г, имеет только схематический характер. В частности, при достаточно большом обратном напряжении возникают явления «электрического пробоя» контакта и обратный ток резко возрастает.

При расчете вольтамперной характеристики необходимо учитывать соотношение между шириной запорного слоя  $L_s$  и длиной свободного пробега  $l$ . Если  $l \gg L_s$ , то электроны внутри запорного слоя практически не испытывают соударений и поэтому токи  $j_1$  и  $j_2$  можно рассматривать как токи термоэлектронной эмиссии (диодная теория выпрямления Бете). Отличие от обычной термоэлектронной эмиссии (§ 4) заключается в том, что здесь эмиссия происходит не в вакуум, а из полупроводника в металл (и обратно). При этом, вследствие меньшей высоты потенциального барьера в контакте (равной разности работ выхода контактирующих тел), токи термоэмиссии могут быть очень сильны уже при комнатных (и даже более низких) температурах.

В другом предельном случае, когда электроны испытывают многочисленные соударения внутри запорного слоя, ток через контакт нужно рассчитывать с учетом диффузионного и дрейфового движения электронов (диффузионная теория выпрямления; основы

ее были заложены в работах Б. И. Давыдова, С. И. Пекара, Н. Мотта, В. Шоттки). Условие применимости диффузионной теории выражается неравенством (2.7).

В зависимости от типа полупроводника применимой может быть и та, и другая теория. Так, например, если полупроводником является германий с  $n_0 \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при комнатной температуре, то, как мы видели,  $L_3 \sim 10^{-5} \text{ см}$  (а при меньших  $n_0$  она еще больше). С другой стороны,  $l$  можно оценить по соотношению  $l \simeq 5 \cdot 10^{-9} \mu$ , где  $\mu$  — подвижность в  $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ , а  $l$  — в  $\text{см}$  (§ 11.8). Для чистого (некомпенсированного) германия  $\mu$  может достигать  $3,9 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и поэтому  $l \sim 10^{-5} \text{ см}$ . Таким образом, в этом случае число соударений в запирающем слое будет невелико и удовлетворительным приближением будет диодная теория. Напротив, для таких полупроводников, как  $\text{Cu}_2\text{O}$  и  $\text{Se}$ , у которых  $\mu$  гораздо меньше (а следовательно, и  $l$  меньше) и концентрация носителей заряда тоже меньше ( $L_3$  больше), применима диффузионная теория.

*Диодная теория.* Ток  $j_1$ , создаваемый электронами из полупроводника, можно непосредственно найти, учитывая, что в невырожденном полупроводнике скорости электронов распределены по закону Максвелла и что преодолеть барьер могут только те электроны, энергия которых удовлетворяет условию

$$\frac{1}{2} m v_x^2 \geq e(u_k + u),$$

где  $v_x$  — нормальная к плоскости контакта составляющая тепловой скорости. Однако мы воспользуемся уже полученным выражением (4.6) для плотности тока термоэлектронной эмиссии. При этом под работой выхода в данном случае нужно понимать разность между вершиной барьера и уровнем Ферми в глубине полупроводника, которая равна (ср. рис. 6.15)

$$e(u_k + u) + E_c - F_n.$$

Тогда

$$j_1 = \frac{4\pi e m k^2}{(2\pi\hbar)^3} T^2 \exp\left[-\frac{e(u_k + u) + E_c - F}{kT}\right]. \quad (11.1)$$

Это выражение можно представить в более простом виде. Учитывая, что концентрация электронов  $n_0$  в глубине полупроводника есть (ср. формулы (V.5.1) и (V.4.9))

$$n_0 = 2 \left( \frac{2\pi m k T}{(2\pi\hbar)^2} \right)^{3/2} \exp \frac{F - E_c}{kT},$$

и пользуясь выражением (4.2) для средней тепловой скорости электронов  $v_T$  (с заменой  $m_0$  на  $m$ ), (11.1) можно написать

$$j_1 = \frac{1}{4} e n_0 v_T \exp\left(-\frac{e(u_k + u)}{kT}\right). \quad (11.1a)$$

Величина тока  $j_2$  получается непосредственно из этого выражения при  $u = 0$ , так как в отсутствие внешнего напряжения величины токов  $j_1$  и  $j_2$  одинаковы:

$$j_2 = \frac{1}{4} en_0 v_T \exp\left(-\frac{eu_k}{kT}\right). \quad (11.2)$$

Поэтому для полной плотности тока получается

$$j = j_1 - j_2 = j_s [\exp(-\alpha u) - 1], \quad (11.3)$$

где введены сокращенные обозначения

$$j_s = \frac{1}{4} en_0 v_T \exp(-\alpha u_k), \quad \alpha = \frac{e}{kT}. \quad (11.4)$$

Формула (11.3) показывает, что при отрицательном потенциале полупроводника относительно металла ( $u < 0$ ) ток быстро увеличивается при возрастании напряжения: Уже при  $e|u|$ , равном нескольким  $kT$ , единицей можно пренебречь по сравнению с первым членом и закон нарастания тока становится экспоненциальным.

При обратных напряжениях ( $u > 0$ ) первый (экспоненциальный) член быстро уменьшается с увеличением напряжения. При  $eu \gtrsim kT$  он становится пренебрежимо малым по сравнению с единицей и ток достигает насыщения. Плотность тока насыщения равна  $j_s$ .

В заключение подчеркнем, что во всех предыдущих рассуждениях  $u$  обозначало напряжение, падающее на запирающем слое. В реальном выпрямительном диоде всегда имеется еще некоторое сопротивление  $r$  самого кристалла полупроводника, включенное последовательно с запирающим слоем. Поэтому для получения зависимости тока от полного напряжения на диоде  $V$  в предыдущих формулах везде нужно заменить  $u$  на  $(V - ir)$ , где  $i$  — сила тока через диод. Это приведет к горизонтальному смещению всех точек характеристики на переменный отрезок  $ir$ , отчего прямая ветвь характеристики окажется более полой.

## § 12. Диффузионная теория

При строгом решении задачи в диффузионной теории мы должны исходить из системы уравнений (6.5) и (6.6). Однако ниже мы увидим, что вольтамперная характеристика контакта слабо зависит от вида функции  $\varphi(x)$ . Поэтому мы выберем приближенный, но гораздо более простой путь [M7] и рассмотрим только одно уравнение (6.5), которое запишем в виде

$$\frac{dn}{dx} - \alpha \frac{d\varphi}{dx} n - \frac{j}{\mu kT} = 0. \quad (12.1)$$

Будем считать  $\varphi(x)$  заданной и посмотрим, какие выводы можно сделать без детального знания вида этой функции.