

Подставляя сюда для d_n выражение (9.11'), находим для зарядной емкости

$$C = \frac{dq}{du} = \left(\frac{\varepsilon \varepsilon n_0}{8\pi (u + u_k)} \right)^{1/2} = \frac{\varepsilon}{4\pi d_n}. \quad (9.16)$$

Это выражение совпадает с формулой для емкости плоского конденсатора с толщиной зазора между обкладками, равной d_n .

Оценим порядок величины этой емкости. Рассмотрим германий ($\varepsilon = 16$) с концентрацией электронов $n_0 = 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и положим, что $u + u_k = 1 \text{ В} = (1/300) \text{ ед. СГСЭ}$. Тогда из (9.11') имеем $d_n \simeq 4 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 4 \text{ мкм}$ и (9.16) дает $C \simeq 10^4/\pi \text{ см/см}^2$, или $\sim 10^3 \text{ пФ/см}^2$.

Для плавного перехода с линейным распределением доноров и акцепторов имеем

$$q = ea \int_0^{d/2} x dx = \frac{1}{8} ead^2.$$

Подставляя сюда для d выражение (9.15) и дифференцируя по u , находим для емкости (опять на единицу поверхности)

$$C = \frac{\varepsilon}{4\pi} \left[\frac{\pi ea}{3\varepsilon (u + u_k)} \right]^{1/3} = \frac{\varepsilon}{4\pi d}. \quad (9.17)$$

Из выражений (9.16) и (9.17) видно, что зарядная емкость зависит от приложенного обратного напряжения, и притом различно при различных законах распределения примесей. Для резкого перехода $C \sim u^{-1/2}$, для линейного закона распределения $C \sim u^{-1/3}$, а при другом законе распределения эта зависимость была бы иная. Поэтому, исследуя на опыте зависимость C от u , можно сделать выводы о структуре p - n -перехода, т. е. о законе распределения примесей в нем.

§ 10. Токи, ограниченные пространственным зарядом

Обратимся теперь к зависимости тока сквозь контакт от приложенного внешнего напряжения. Вольтамперные характеристики контактов оказываются различными в зависимости от того, имеем ли мы контакты с обогащенным слоем или с обедненным слоем.

Рассмотрим сначала случай обогащенного слоя.

Энергетическая диаграмма такого контакта изображена на рис. 6.13. В отсутствие внешнего напряжения потенциальная энергия электрона $-e\varphi$ в области объемного заряда вблизи металлического электрода увеличивается при удалении от электрода по логарифмическому закону (8.2). За областью объемного заряда она постоянна. Поэтому энергия дна зоны проводимости E_c , которая изменяется так же, как и $-e\varphi$, изображается кривой 1. В области объемного заряда имеются ток диффузии и ток дрейфа, которые на-

правлены противоположно и в точности компенсируют друг друга. При наложении на второй электрод положительного напряжения потенциальная энергия электрона понижается, и тем больше, чем ближе расположена рассматриваемая плоскость к аноду. Поэтому для E_c мы получаем кривую 2. В этом случае в некоторой плоскости x' потенциальная энергия имеет максимум, напряженность результирующего электрического поля равна нулю, а ток определяется только диффузией электронов. С увеличением внешнего напряжения плоскость x' приближается к катоду, а высота барьера понижается (кривая 3). При этом всякий раз устанавливается такое распределение потенциала, что ток диффузии в плоскости x' как раз равняется току, протекающему через кристалл. Такие контакты, представляющие своеобразный резервуар электронов, в литературе называют еще *антизапорными* или *омическими* контактами.

Отметим, что диаграммы рис. 6.13 аналогичны кривым распределения потенциальной энергии электронов в вакуумном диоде при учете начальных скоростей термоэлектронов. Пользуясь терминологией вакуумной электроники, можно сказать, что в плоскости x' мы имеем «виртуальный» катод, имея под этим в виду такой катод, который способен эмиттировать любое количество электронов при условии, что на его поверхности напряженность электрического поля равна нулю.

При достаточно большом приложенном напряжении током диффузии можно пренебречь по сравнению с током дрейфа для любой плоскости внутри полупроводника. В этом случае максимум на кривых рис. 6.13 исчезает вовсе и распределение потенциала становится монотонным.

При положительном потенциале на втором электроде (аноме) электроны затягиваются в глубь полупроводника и полупроводник обогащается электронами. Это явление называется *инжекцией основных носителей*. При этом в полупроводнике возникает пространственный заряд и, в соответствии с уравнением Пуассона, появляется дополнительное электрическое поле, препятствующее входу электронов из контакта в полупроводник. Поэтому плотность протекающего тока определяется условием, что падение напряжения внутри полупроводника, обусловленное пространственным зарядом,

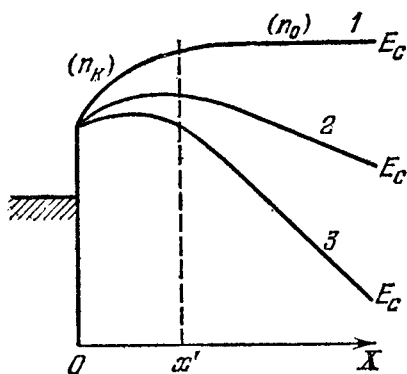


Рис. 6.13. Энергетическая диаграмма контакта с обогащенным слоем без тока (1) и при наличии тока (2, 3).

уравновешивается внешним напряжением. Мы имеем *токи, ограниченные пространственным зарядом* (ТОПЗ). Они аналогичны качественно токам в вакуумных диодах при напряжениях на аноде, меньших напряжения насыщения, хотя количественно между этими случаями имеются различия. Вследствие влияния объемного заряда такие контакты не подчиняются закону Ома, и плотность тока растет быстрее, чем приложенное напряжение.

Найдем теперь вольтамперную характеристику. Будем по-прежнему исходить из основных уравнений (6.5) и (6.6), считая, что доноры и акцепторы полностью ионизованы. Тогда, исключая из этих уравнений концентрацию электронов n , получаем для определения электрического поля $\mathcal{E}(x)$ нелинейное уравнение второго порядка

$$\frac{d^2\mathcal{E}}{dx^2} + \frac{e}{kT} \mathcal{E} \frac{d\mathcal{E}}{dx} - \frac{4\pi\sigma_0}{\epsilon\mu} \frac{e}{kT} \mathcal{E} + \frac{4\pi j}{\epsilon\mu} \frac{e}{kT} = 0. \quad (10.1)$$

Здесь плотность тока $j = \text{const}$ входит как параметр, а $\sigma_0 = e\mu n_0$ есть электропроводность в глубине пластинки полупроводника в отсутствие инжекции.

Задача существенно упрощается, если можно пренебречь током диффузии (который приводит к первому слагаемому в уравнении (10.1)) по сравнению с током дрейфа. Тогда уравнение (10.1) переходит в уравнение первого порядка и его решение можно получить в аналитической форме.

Следуя Мотту и Герни [1], условие возможности пренебречь током диффузии можно оценить следующим образом. Интегрируя почленно уравнение (10.1) один раз, мы получим

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} - \frac{e}{2kT} \mathcal{E}^2 - \dots = \text{const}.$$

Для грубой оценки порядка величин можно положить

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} \simeq \frac{\bar{\mathcal{E}}}{L}, \quad \mathcal{E}^2 \simeq \bar{\mathcal{E}}^2,$$

где $\bar{\mathcal{E}} = u/L$ есть среднее значение поля, u — приложенное напряжение, а L — толщина рассматриваемого слоя полупроводника. Тогда условие возможности пренебрежения диффузией

$$\left| \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right| \ll \left| \frac{e}{kT} \mathcal{E}^2 \right|$$

принимает вид

$$u \simeq \bar{\mathcal{E}}L \gg \frac{kT}{e}.$$

При $T = 300$ К имеем $kT/e = 0,025$ В. Однако эта оценка иногда оказывается слишком грубой и для пренебрежения диффузией необходимы значительно большие напряжения.

Для исследования уравнения (10.1) удобно ввести безразмерные величины координаты x_1 , поля \mathcal{E}_1 , потенциала Φ_1 , а также максвелловское время релаксации τ_M , определяемые соотношениями

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{en_0}{j\tau_M} x, & \mathcal{E}_1 &= \frac{\sigma_0}{j} \mathcal{E} = \frac{n_0}{n}, \\ \Phi_1 &= \frac{en_0\sigma_0}{j^2\tau_M} \Phi, & \tau_M &= \frac{\varepsilon}{4\pi\sigma_0}. \end{aligned} \quad (10.2)$$

Тогда уравнение (10.1) (в пренебрежении диффузией) принимает вид

$$\mathcal{E}_1 \frac{d\mathcal{E}_1}{dx_1} - \mathcal{E}_1 + 1 = 0 \quad (10.3)$$

при граничном условии

$$x_1 = 0: \quad \mathcal{E}_1(0) = \frac{n_0}{n_k}. \quad (10.4)$$

Решение уравнения (10.3) есть

$$\mathcal{E}_1 + \ln(1 - \mathcal{E}_1) = x_1 + C, \quad (10.5)$$

где постоянная интегрирования C определяется из граничного условия

$$C = \mathcal{E}_1(0) + \ln[1 - \mathcal{E}_1(0)].$$

Так как, далее, для антизапорных контактов $\mathcal{E}_1(0) = n_0/n_k \ll 1$, то, разлагая логарифм в последнем соотношении в ряд, мы имеем

$$C = \mathcal{E}_1(0) + \left[-\mathcal{E}_1(0) - \frac{1}{2} \mathcal{E}_1^2(0) - \dots \right] = -\frac{1}{2} \mathcal{E}_1^2(0) = -\frac{1}{2} \left(\frac{n_0}{n_k} \right)^2. \quad (10.6)$$

Падение напряжения Φ_1 на толщине пластинки полупроводника x_1 равно

$$\Phi_1 = \int_0^{x_1} \mathcal{E}_1 dx = \int_{\mathcal{E}_1(0)}^{\mathcal{E}_1} \mathcal{E}_1 \frac{dx_1}{d\mathcal{E}_1} d\mathcal{E}_1 = - \int_{\mathcal{E}_1(0)}^{\mathcal{E}_1} \frac{\mathcal{E}_1^2 d\mathcal{E}_1}{1 - \mathcal{E}_1}.$$

В этом выражении можно приближенно положить нижний предел интегрирования $\mathcal{E}_1(0) = 0$, и тогда

$$\Phi_1 = \frac{1}{2} \mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_1 + \ln(1 - \mathcal{E}_1) = \frac{1}{2} \mathcal{E}_1^2 + x_1 + C. \quad (10.7)$$

Так как безразмерные величины Φ_1 , \mathcal{E}_1 и x_1 , согласно определениям (10.2), зависят от плотности тока j , то соотношение (10.7) представляет собой уравнение вольтамперной характеристики, заданное в параметрической форме. При этом для вычисления Φ_1 на толщине пластинки x_1 при заданном токе j значение $\mathcal{E}_1(x_1)$ должно быть найдено из уравнения (10.5). Так как это уравнение трансцендентно, то в общем случае для этого требуются численные расчеты. Однако можно получить простые аналитические выражения, если рассматривать отдельные области токов и напряжений.

а. *Слабые токи.* Положим, что токи настолько слабы, что практически везде внутри полупроводника $|x_1| \gg 1$. Так как $|C| \ll 1$ и, согласно (10.2), $\mathcal{E}_1 \leq 1$, то уравнение (10.5) удовлетворяется только при отрицательных x_1 . Это значит, что направление тока j противоположно положительному направлению оси X (от металла к полупроводнику), т. е. что при инжекции электронов в электронный полупроводник ток течет от полупроводника к металлу. Далее, из уравнения (10.5) следует, что при этом $\mathcal{E}_1 \simeq 1$. Или, в размерных величинах,

$$\mathcal{E} = \frac{j}{\sigma_0}$$

(область 1). Напряжение на пластинке полупроводника толщиной L равно

$$u = \int_0^L \mathcal{E} dx = \frac{L}{\sigma_0} j. \quad (10.8)$$

При очень слабых токах (критерий указан ниже) выполняется закон Ома, а электропроводность равна ее значению σ_0 в отсутствие инжекции.

б. *Сильные токи.* Этот случай соответствует условию $\mathcal{E}_1 \ll 1$. Тогда, разлагая в (10.5) \ln в ряд и удерживая два первых члена разложения, имеем

$$-\frac{1}{2} \mathcal{E}_1^2 = x_1 + C,$$

или

$$\mathcal{E}_1 = \sqrt{2} (|x_1| + |C|)^{1/2}. \quad (10.9)$$

Здесь, в свою очередь, удобно различать два случая. Если токи не очень сильны, то $|x_1| \gg C$ (область 2) и

$$\mathcal{E}_1 = \sqrt{2|x_1|}.$$

Возвращаясь с помощью соотношений (10.2) к размерным величинам, получаем

$$\mathcal{E} = \left(\frac{2j}{\tau_M \sigma_0 \mu} \right)^{1/2} x^{1/2}.$$

Для напряжения имеем

$$u = \int_0^L \mathcal{E} dx = \left(\frac{8jL^3}{9\tau_M \sigma_0 \mu} \right)^{1/2},$$

или

$$j = \frac{9}{8} \tau_M \sigma_0 \mu \frac{u^2}{L^3} \quad (10.10)$$

(закон Мотта). В этом случае ток пропорционален квадрату напряжения (в отличие от вакуумных диодов, где $j \sim u^{3/2}$).

Порядок величины напряжений, при которых закон Ома переходит в квадратичный закон Мотта, можно оценить, приравнявая величины токов, получаемые из соотношений (10.8) и (10.10). Это приводит к простому условию:

$$t_{\text{пр}} \simeq \tau_M, \quad (10.11)$$

где $t_{\text{пр}} = L^2/\mu u$ есть время пролета электрона между электродами. Отклонения от закона Ома (10.8) становятся заметными при таких напряжениях, при которых пролетное время делается меньше максвелловского времени релаксации.

Если токи становятся настолько сильными, что $|x_1| \ll C$, то (10.9) дает

$$\mathcal{E}_1 \simeq \sqrt{2|C|}.$$

Для размерных величин при этом получается

$$\mathcal{E} = \frac{j}{\sigma_0} \frac{n_0}{n_k}, \quad j = e \mu n_k \frac{u}{L}. \quad (10.12)$$

При очень больших напряжениях квадратичный закон для тока опять переходит в закон Ома (область 3), однако теперь с другой, гораздо большей электропроводностью $e \mu n_k$. Физически это обозначает, что вся пластинка заполняется инжектированными электронами с практически постоянной по объему концентрацией n_k .

Условие перехода из области 2 в область 3 можно оценить, приравнявая выражения для j из (10.10) и (10.12). Это дает

$$t_{\text{пр}} \simeq \tau'_M,$$

где $\tau'_M = \varepsilon/4\pi e \mu n_k$ — максвелловское время релаксации, но теперь соответствующее концентрации n_k . Омический режим восстанавливается, когда $t_{\text{пр}}$ уменьшается до τ'_M .

Найденная зависимость тока от напряжения схематически показана на рис. 6.14 линией $abcd$ в двойном логарифмическом масштабе. Области 1 соответствует прямая ab , области 2 — прямая bc и области 3 — прямая cd . В действительности, конечно, переход между отдельными областями имеет плавный характер.

Выше мы везде предполагали, что в полупроводнике (или диэлектрике) не имеется ловушек для электронов и что поэтому весь

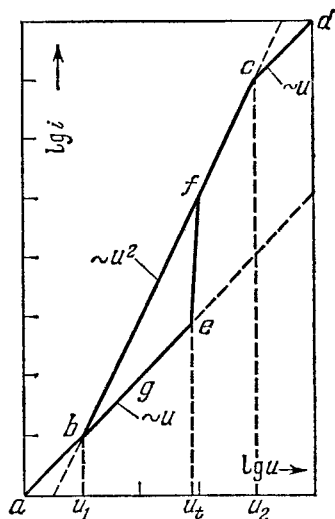


Рис. 6.14. Зависимость тока от напряжения (произвольные единицы) для ТОПЗ. $abfcd$ — без ловушек; $abefcd$ — при равномерном распределении глубоких ловушек.

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 τ_M . С другой стороны, установление электронного равновесия между ловушками и зоной характеризуется другим временем — «временем захвата» τ . 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 λ . 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