

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДЛИННОГО ДИОДА С ЗАПОРНЫМ ТЫЛОВЫМ КОНТАКТОМ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. ХАШИМОВ

Развивается теория длинного диода с учетом объемного заряда в базе, запирающего слоя и пленки окисла на тыловом контакте. При определенных условиях на контакте в прямой ветви вольт-амперной характеристики диода появляется вертикальный участок ($V = \text{const}$).

§ 1. Постановка задачи. Решение уравнений

Теоретическому исследованию вольт-амперной характеристики длинных ($d \gg L_p$) диодов посвящено несколько работ [1—5]. В работе [5] была развита теория длинных диодов с одним выпрямляющим переходом, когда база непосредственно граничит с тыловым контактом, и получен новый результат (вертикальная характеристика).

В данной работе исследуются свойства длинных диодов, когда на тыловом контакте имеется запирающий слой и тонкая пленка окисла. Модель такого контакта иллюстрируется на рис. 1. Сплошной линией показан ход потенциала до приложения напряжения и пунктирной—после (приложенное к p - n -переходу напряжение в прямом направлении соответствует обратному включению слоя).

В значительной части базы, примыкающей к тыловому контакту, ток в основном является дрейфовым [4]. Следовательно, характер зависимости j от V в основном определяется падением напряжения в этой части и на тыловом контакте. Начало координат поместим в точку базы, где носители перемещаются в основном за счет дрейфа в токовом электрическом поле. x_1 —граница базы с запирающим слоем.

Пренебрегая диффузией и не принимая условия квазинейтральности в базе, для напряженности электрического поля в ней получим следующее уравнение:

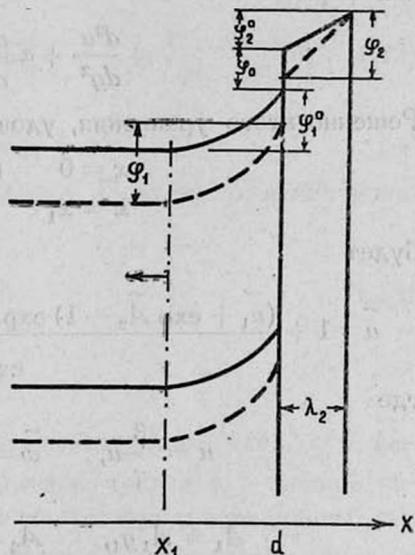


Рис. 1.

$$\frac{D}{q} E \frac{d}{dx} E \frac{dE}{dx} + \left(\frac{D}{qu_p \tau_p} - N \right) E \frac{dE}{dx} - [N + (b^{-1} + 1) p_n] \frac{E}{u_p \tau_p} = - \frac{j}{qu_p u_n \tau_p}, \quad (1.1)$$

где

$$D = \frac{\varepsilon}{4\pi}, \quad N = n_n - p_n.$$

Это уравнение в безразмерных величинах можно записать так

$$u \frac{d}{dw} \left(u \frac{du}{dw} \right) + \alpha u \frac{du}{dw} - \beta u + \gamma = 0. \quad (1.2)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} u &= \frac{qn_n u_n E}{j}, & w &= \frac{q^2 n_n^2 u_n x}{Dj}, & v &= \frac{q^3 n_n^3 u_n^2 V_T}{Dj^2}, \\ \alpha &= b\theta - (1 - \Phi), & \beta &= (b + \Phi)\theta, & \gamma &= b\theta, \\ \theta &= D/qn_n u_n \tau_p, & \Phi &= p_n/n_n. \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

Введя новую переменную $u = \frac{dw}{dy}$, уравнение (1.2) приведем к линейной форме

$$\frac{d^2 u}{dy^2} + \alpha \frac{du}{dy} - \beta u + \gamma = 0. \quad (1.4)$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее граничным условиям

$$\begin{aligned} x = 0 & \quad (E = 0) & \quad u = 0, \\ x = x_1 & \quad (E = E_1) & \quad u = u_1, \end{aligned}$$

будет

$$\tilde{u} = 1 + \frac{(\tilde{u}_1 + \exp \tilde{A}_2 - 1) \exp \tilde{A}_1 \tilde{y} - (\tilde{u}_1 + \exp \tilde{A}_1 - 1) \exp \tilde{A}_2 \tilde{y}}{\exp \tilde{A}_1 - \exp \tilde{A}_2}, \quad (1.5)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u} &= \frac{\beta}{\gamma} u, & \tilde{w} &= \frac{\beta}{\gamma y_1} w, & \tilde{v} &= \frac{\beta^2}{\gamma^2 y_1} v, \\ \tilde{A}_1 &= A_1 y_1, & \tilde{A}_2 &= A_2 y_1, & \tilde{y} &= y/y_1, \\ A_1 &= -\frac{1}{2} \alpha + \frac{1}{2} \sqrt{\alpha^2 + 4\beta}, & A_2 &= -\frac{1}{2} \alpha - \frac{1}{2} \sqrt{\alpha^2 + 4\beta}. \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

y_1 — значение y , соответствующее $w = w_1$, а w_1 есть w при $x = x_1$.

Падение напряжения в толще диода определяется совместным решением уравнений относительно y_1 , которые получаются после интегрирования

$$\bar{v} = \int_0^1 \bar{u}^2 dy \quad (1.7)$$

$$\text{и} \quad \bar{w} = \int_0^1 \bar{u} dy. \quad (1.8)$$

В запирающем слое ($d - x_1$), пренебрегая влиянием диффузии на распределение концентрации носителей тока (мы рассматриваем случай больших s_p), запишем уравнение Пуассона в виде

$$\frac{\alpha E}{k + cE} dE = dx, \quad (1.9)$$

где

$$\alpha = \mu_n D, \quad c = q u_n N, \quad k = b j_p - j_n = q u_n E_1 \left[\frac{D}{q} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{x_1} - N \right]. \quad (1.10)$$

Интегрирование (1.9) от $x = x_1 (E = E_1)$ до $x = d (E = E_n(d))$ дает

$$\lambda_1 = d - x_1 = \frac{\alpha}{c} \left\{ [E_n(d) - E_1] - \frac{k}{c} \ln \frac{k + cE_n(d)}{k + cE_1} \right\}. \quad (1.11)$$

Падение напряжения на запирающем слое находим, решая уравнение

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} \text{ с граничными условиями } x = x_1 \varphi_1(x_1), \quad x = d \varphi_1(d):$$

$$\varphi_1 = q \frac{\alpha}{c} \left\{ \frac{1}{2} [E_n^2(d) - E_1^2] - \frac{k}{c} [E_n(d) - E_1] + \frac{k^2}{c^2} \ln \frac{k + cE_n(d)}{k + cE_1} \right\}, \quad (1.12)$$

где

$$\varphi_1 = \varphi_1(d) - \varphi_1(x_1) = \varphi_1^0 + qV_1.$$

На слое окисла отсутствует объемный заряд. Поэтому решение уравнения Пуассона имеет вид

$$E_0(d) = \frac{\varphi_2}{q\lambda_2}. \quad (1.13)$$

Здесь

$$\varphi_2 = \varphi_2^0 + qV_2.$$

В выражениях (1.11), (1.13) λ_1 — ширина запирающего слоя, φ_1^0 — высота потенциального барьера при отсутствии тока и φ_1 — полное падение напряжения в нем; λ_2 , φ_2^0 и φ_2 — соответствующие величины для пленки окисла; $E_n(d)$, $E_0(d)$, E_1 — значения напряженности поля в точке d со стороны полупроводника ($E_n(d)$), окисла ($E_0(d)$) и в точке x_1 (E_1). Связь между $E_n(d)$ и $E_0(d)$ определяется из условия непрерывности вектора электростатической индукции на границе между полупроводником и пленкой окисла

$$\varepsilon_n E_n(d) = \varepsilon_0 E_0(d), \quad (1.14)$$

где ε_n , ε_0 — диэлектрические постоянные полупроводника и окисла.

Кроме этого, следует потребовать непрерывности напряженности электрического поля и его производной в точке x_1 :

$$E_1|_{x < x_1} = E_1|_{x > x_1}, \quad \left(\frac{dE}{dx}\right)|_{x < x_1} = \left(\frac{dE}{dx}\right)|_{x > x_1}. \quad (1.15)$$

Постоянные E_1 и $E_n(d)$ определяются из условия непрерывности электронных и дырочных токов через заборный слой:

$$j_p(x_1) = j_p(d), \quad (1.16)$$

$$j_n(x_1) = j_n(d). \quad (1.17)$$

В нашем случае

$$\left. \begin{aligned} j_p(d) &= q s_p [p_n(d) - p_m(d + \lambda_2)], & j_n(d) &= q s_n [n_m(d + \lambda_2) - n_n(d)], \\ p_n(d) &= j_p(d) / q u_p E_n(d), & n_n(d) &= j_n(d) / q u_n E_n(d), \\ p_m(d + \lambda_2) &= p_d^0 \exp\left(-\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT}\right), & n_m(d + \lambda_2) &= n_d^0 \exp\left(\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT}\right). \end{aligned} \right\} \quad (1.18)$$

Здесь, $s_p p_n(d)$, $s_n n_n(d)$ — значения потоков дырок и электронов в точке d из полупроводника в металл, $s_p p_m(d + \lambda_2)$, $s_n n_m(d + \lambda_2)$ — со стороны металла в полупроводник; p_d^0 , n_d^0 — равновесные концентрации дырок и электронов в точке d .

Используя (1.18), перепишем (1.16), (1.17) в форме

$$\begin{aligned} j &= j_1 - k, \\ bj &= j_2 + k, \end{aligned}$$

и отсюда находим

$$j = \frac{j_1 + j_2}{b + 1}, \quad (1.19)$$

$$k = \frac{bj_1 - j_2}{b + 1}, \quad (1.20)$$

где

$$j_1 = \frac{p_d^0 (b + 1) u_p \frac{\epsilon_0}{\epsilon_n} \frac{\varphi_2}{\lambda_2} e^{-\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT}}}{1 - \frac{\epsilon_0}{\epsilon_n} \frac{\varphi_2}{q \lambda_2} \frac{u_p}{s_p}}, \quad j_2 = \frac{n_d^0 (b + 1) u_n \frac{\epsilon_0}{\epsilon_n} \frac{\varphi_2}{\lambda_2} e^{-\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT}}}{1 + \frac{\epsilon_0}{\epsilon_n} \frac{\varphi_2}{q \lambda_2} \frac{u_n}{s_n}}. \quad (1.21)$$

Зависимость (1.19) есть вольт-амперная характеристика пленки оксида, из которой можно определить численное значение φ_2 для соответствующих j . После этого легко вычислить $E_n(d)$ по (1.13), (1.14), E_1 по (1.20), φ_1 по (1.12) и λ_2 по (1.11), если будет известно $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{x_1}$.

Величина $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{x_1}$, входящая в k (1.20), определяется из общего решения (1.5).

§ 2. Расчет вольт-амперной характеристики

Полное падение напряжения на диоде равно

$$V = V_T + \frac{1}{q} \varphi_1 + \frac{1}{q} \varphi_2. \quad (2.1)$$

С ростом тока \tilde{A}_1 и $-\tilde{A}_2$ уменьшаются. Когда ток, протекающий через диод, мал, выполняются неравенства

$$\tilde{A}_1 \gg 1, \quad -\tilde{A}_2 \gg 1 \quad (2.2)$$

и значения интегралов (1.7), (1.8) будут тривиальными

$$\tilde{v}_1 = \tilde{w}_1 = 1. \quad (2.3)$$

Отсюда

$$V_T = \frac{j(d - \lambda_1)}{q(n_n u_n + p_n u_p)}. \quad (2.4)$$

В рассматриваемом случае падение напряжения на слое окисла и напряженность поля в точке d малы, следовательно можно полагать

$$\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT} < 1, \quad E_n(d) \ll \frac{s_p}{u_p}, \quad \frac{s_n}{u_n}. \quad (2.5)$$

Тогда при $\left(\vartheta_1 - \frac{\varphi_2^0}{kT} \vartheta_2\right)^2 > 4j\lambda_2 \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_0} \frac{\vartheta_2}{kT}$ находим

$$\varphi_2 = \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_0} \frac{j\lambda_2}{\vartheta_1 - \frac{\varphi_2^0}{kT} \vartheta_2}, \quad (2.6)$$

$$E_n(d) = \frac{1}{q} \frac{j}{\vartheta_1 - \frac{\varphi_2^0}{kT} \vartheta_2}, \quad (2.7)$$

$$E_1 = \frac{j}{qu_n(N - A_1 n_n)} \left\{ 1 - A_1 \frac{\gamma}{\beta} - \frac{(b+1)\vartheta_p \left(1 + \frac{\varphi_2^0}{kT}\right)}{\vartheta_1 - \frac{\varphi_2^0}{kT} \vartheta_2} \right\}, \quad (2.8)$$

где

$$\vartheta_1 = \vartheta_n + \vartheta_p, \quad \vartheta_2 = \vartheta_n - \vartheta_p, \quad \vartheta_n = u_n \lambda_d^2, \quad \vartheta_p = u_p \rho_d^2.$$

При определении E_1 на основании (2.2), используя (1.15), имеем

$$\frac{D}{q} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{x_1} = n_n A_1 \left(1 - \frac{j\gamma}{q\beta n_n u_n E_1} \right).$$

Подставляя E_1 , $E_n(d)$ и значение k через φ_2 в (1.11) и (1.12), можно найти λ_1 и падение напряжения на запирающем слое.

Для рассматриваемого полупроводника n -типа $\tilde{A}_1 \gg -\tilde{A}_2$, следовательно, с ростом тока допустимо выполнение неравенств

$$\tilde{A}_1 \gg 1, \quad -\tilde{A}_2 \ll 1. \quad (2.9)$$

Тогда при условии

$$\tilde{u}_1 < -\frac{1}{2} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 \quad (2.10)$$

из (1.7) и (1.8) получим

$$\tilde{w}_1 = -\frac{1}{2} \tilde{A}_2, \quad \tilde{v}_1 = \frac{1}{3} \tilde{A}_2^2. \quad (2.11)$$

Отсюда

$$V_T = \sqrt{\frac{8}{9} \frac{j(d - \lambda_1)^3}{q u_p u_n N \tau_p}}. \quad (2.12)$$

В выражениях (1.21) в отсутствие тока $j_1 < j_2$. Пока значение $E_n(d)$ гораздо меньше s_p/u_p , j_2 с ростом тока растет быстрее, чем j_1 . Учитывая сказанное, находим

$$\varphi_2 = \varphi_2^0 + kT \ln \frac{j}{B_n}, \quad (2.13)$$

$$E_n(d) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_n} \frac{1}{q \lambda_2} \left(\varphi_2^0 + kT \ln \frac{j}{B_n} \right), \quad (2.14)$$

$$E_1 = \frac{j}{q u_n (N - A_1 n_n)}, \quad (2.15)$$

где

$$B_n = q n_n^0 s_n \frac{u_n \bar{E}_n(d)}{u_n \bar{E}_n(d) + s_n}$$

Аналогично первому случаю, выражая k через φ_2 и подставляя в (1.11), (1.12), с учетом (2.14), (2.15), найдем λ_1 и $\frac{1}{q} \varphi_1$. С дальнейшим

увеличением тока \tilde{A}_1 и $-\tilde{A}_2$ все больше уменьшаются и возможно выполнение неравенств

$$\tilde{A}_1 \ll 1, \quad -\tilde{A}_2 \ll 1. \quad (2.16)$$

При этом из (1.7) и (1.8) находим

$$\tilde{w}_1 = \frac{1}{2} \tilde{u}_1 - \frac{1}{12} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2, \quad (2.17)$$

$$\tilde{v}_1 = \frac{1}{3} \tilde{u}_1^2 + \frac{1}{120} \tilde{A}_1^2 \tilde{A}_2^2. \quad (2.18)$$

Если

$$\tilde{u}_1 > -\frac{1}{6} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2, \quad (2.19)$$

то, решая совместно (2.17) и (2.18), получим падение напряжения в толще диода

$$V_T = \frac{2}{3} (d - \lambda_1) E_n(d). \quad (2.20)$$

Рассматриваемый случай соответствует большому току и для определения E_1 , $E_n(d)$, λ_1 , $\frac{1}{q} \varphi_1$ и $\frac{1}{q} \varphi_2$ следует принять

$$j > q u_p N E_1, \quad q u_p N E_n(d). \quad (2.21)$$

При таких значениях тока $E_n(d) \frac{u_p}{s_p} \rightarrow 1$ и в выражении (1.21) можно

считать $j \approx \frac{j_1}{b+1}$. Тогда для значения $E_n(d)$ имеем

$$E_n(d) = \frac{s_p}{u_p} \frac{j}{j + q s_p p_d^0 \exp\left(-\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT}\right)}. \quad (2.22)$$

Отсюда видно, что с ростом тока $E_n(d)$ очень медленно меняется и при

$$j > q s_p p_d^0 \exp\left(-\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT}\right) \quad (2.23)$$

достигает своего предельного значения

$$E_n(d) \approx \frac{s_p}{u_p}. \quad (2.24)$$

Тогда

$$\varphi_2 = \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_0} q \frac{s_p}{u_p} \lambda_2. \quad (2.25)$$

Условие (2.21) гораздо жестче, чем (2.23). При выполнении (2.21) выражения для λ_1 и $\frac{1}{q} \varphi_1$ имеют более простой вид

$$\frac{1}{q} \varphi_1 = \frac{1}{3} \frac{D u_p}{j} [E_n^3(d) - E_1^3], \quad (2.26)$$

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \frac{D u_p}{j} [E_n^2(d) - E_1^2]. \quad (2.27)$$

Из (2.20), (2.26) и (2.27) получим

$$V_T + \frac{1}{q} \varphi_1 = \frac{2}{3} \left\{ dE_1 + \lambda_1 \frac{E_n^2(d)}{E_1 + E_n(d)} \right\}. \quad (2.28)$$

Учитывая значения k при выполнении (2.16) и (2.19), находим для E_1

$$E_1 = \nu E_n(d), \quad (2.29)$$

где

$$\nu = \sqrt{\frac{d - \lambda_1}{d} + \left(\frac{qN\lambda_1}{DE_n(d)} \frac{d - \lambda_1}{d} \right)^2} + \frac{qN\lambda_1}{DE_n(d)} \frac{d - \lambda_1}{d} < 1.$$

Следовательно, E_1 тоже можно считать постоянным, если λ_1 мало меняется с током. Как известно, λ_1 с ростом тока растет. Разлагая λ_1 в ряд по току, получим

$$\lambda_1 = \lambda_1^0 + j \left(\frac{d\lambda_1}{dj} \right)_{j=0}. \quad (2.30)$$

Ширину запорного слоя (λ_1) можно считать приблизительно постоянной, если удовлетворяется

$$\lambda_1^0 > j_k \left(\frac{d\lambda_1}{dj} \right)_{j=0}. \quad (2.31)$$

Здесь j_k — значение тока, при котором выполняется неравенство (2.23). В нашем случае (2.31) имеет вид

$$qu_p E_n^0(d) \left\{ \frac{p_d^0}{\left(1 - \frac{u_p}{s_p} E_n^0(d)\right)^2} + \frac{bn_d^0}{\left(1 + \frac{u_n}{s_n} E_n^0(d)\right)^2} \right\} > j_k. \quad (2.32)$$

Тогда полное падение напряжения на диоде равно

$$V = \frac{s_p}{u_p} \left\{ \frac{2}{3} \left[\nu d + \frac{\lambda_1}{1 + \nu} \right] + \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_0} \lambda_2 \right\} \quad (2.33)$$

и не зависит от тока.

Проанализируем неравенства, приводящие к этой зависимости.

Условие (2.19) означает, что

$$-\frac{1}{2} \frac{\beta}{\gamma} \left(\frac{t_q}{t_{x_1}} \right)^2 \frac{qn_n u_n E_1}{A_1 A_2} > j. \quad (2.34)$$

Величина $t_q = \frac{D}{qn_n u_n}$ — время омической релаксации исходного ма-

териала, $t_{x_1} = \frac{x_1}{u_n E_1}$ — время пролета основных носителей заряда (электронов) через базу вследствие дрейфа в электрическом поле E_1 .

Если

$$-\frac{1}{2} \frac{\beta}{\gamma} \left(\frac{t_q}{t_{x_1}} \right)^2 \frac{qn_n u_n E_1}{A_1 A_2} > qu_p E_n^0(d) \left\{ \frac{p_d^0}{\left(1 - \frac{u_p}{s_p} E_n^0(d)\right)^2} + \frac{bn_d^0}{\left(1 + \frac{u_n}{s_n} E_n^0(d)\right)^2} \right\}, \quad (2.35)$$

то характеристика (2.33) будет иметь место в интервале токов

$$q u_p E_n^0(d) \left\{ \frac{p_d^0}{\left(1 - \frac{u_p}{s_p} E_n^0(d)\right)^2} + \frac{b n_d^0}{\left(1 + \frac{u_n}{s_n} E_n^0(d)\right)^2} \right\} > j > q s_p p_d^0 \cdot e^{-\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT}}. \quad (2.36)$$

Конечность этого интервала обеспечивается выполнением неравенства

$$\frac{u_p}{s_p} E_n^0(d) \left\{ \left(1 - \frac{u_p}{s_p} E_n^0(d)\right)^{-2} + b \frac{n_d^0}{p_d^0} \left(1 + \frac{u_n}{s_n} E_n^0(d)\right)^{-2} \right\} e^{-\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT}} > 1. \quad (2.37)$$

В том случае, когда выполняется неравенство, обратное (2.35), вместо (2.36) и (2.37) найдем

$$-\frac{1}{2} \frac{\beta}{\gamma} \left(\frac{t_q}{t_{x_1}} \right)^2 \frac{q n_n u_n E_1}{A_1 A_2} > j > q s_p p_d^0 \cdot e^{-\frac{\varphi_2 - \varphi_2^0}{kT}} \quad (2.38)$$

и

$$\frac{1}{2} \frac{t_q \tau_p}{t_{x_1}^2} \frac{n_n \nu}{p_d^0} \exp\left(-\frac{q i_{-2} \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_0} \frac{s_p}{u_p} - \frac{\varphi_2^0}{kT}}\right) > 1 \quad (2.39)$$

соответственно.

Характеристика (2.33) получена при условии (2.16). Как указывалось выше, $\tilde{A}_1 \gg \tilde{A}_2$, следовательно, при $\tilde{A}_1 < 1$ всегда $\tilde{A}_2 \ll 1$. Условие $\tilde{A}_1 < 1$ можно записать так ($A_1 \sim 1$):

$$2 \frac{t_{x_1}}{t_q} < 1. \quad (2.40)$$

Таким образом, вертикальная характеристика в форме (2.33) получается, если удвоенное время пролета носителей через базу будет меньше времени омической релаксации исходного материала (2.40) и если интервал токов, внутри которого справедлива эта характеристика, будет конечным ((2.37) или (2.39)). Закономерность (2.33) есть следствие приблизительного постоянства величины напряженности электрического поля на протяжении базы в запирающем слое в пленке окисла. Величина этой напряженности поля имеет максимальное значение, равное s_p/u_p , на контакте полупроводника с окислом, если $\varepsilon_0 > \varepsilon_n$. Принятая модель контакта допускает в случае $\varepsilon_0 < \varepsilon_n$ большее значение напряженности поля внутри слоя окисла, чем s_p/u_p . Но внутри запирающего слоя E_{\max} не может быть больше s_p/u_p , ибо это нарушило бы стационарность процесса.

С другой стороны, согласно значению k по (1.10), характеристика (2.33) имеет место, когда величина плотности дырочного тока, протекающего через тыловой контакт, больше по сравнению с плотностью электронного тока, поделенного на b , т. е.

$$b j_p > j_n. \quad (2.41)$$

Заметим, что в первых двух случаях $(\bar{A}_1, -\bar{A}_2 \gg 1; \bar{A}_1 \gg 1, -\bar{A}_2 \ll 1)$ $k < 0$ и выполнялось условие, обратное (2.41).

С ростом тока (2.34) может нарушиться, и будет иметь место обратное неравенство. Если при этом еще (2.31) сохраняется, то вольт-амперная характеристика диода будет

$$V = \left(\frac{18}{125} \frac{j(d-\lambda_1)^5}{D\tau_p u_p u_n} \right)^{\frac{1}{3}} + \frac{s_p}{u_p} \left(\frac{2}{3} \lambda_1 \frac{v^2 + v + 1}{v + 1} + \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_0} \lambda_2 \right). \quad (2.42)$$

Отсюда видно, что в этом случае падение напряжения в толще будет меняться по закону $j \sim V_T^3$, а падения напряжений на запирающем слое и пленке окисла останутся постоянными.

Если параметры контакта таковы, что условие (2.32) не выполняется, то значение E_1 будет уменьшаться с током (благодаря уменьшению x_1 с током) и иметь вид

$$E_1 = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{s_p}{u_p} \right)^2 - \frac{j d}{D u_p} \right]^{\frac{1}{3}} \left\{ \left(\varepsilon + \frac{j}{q u_p N} \right)^{\frac{1}{2}} - \left(\varepsilon - \frac{j}{q u_p N} \right)^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (2.43)$$

где

$$\varepsilon = \left[\left(\frac{j}{q u_p N} \right)^2 + \frac{4}{27} \left(\frac{1}{2} \frac{s_p^2}{u_p^2} - \frac{j d}{D u_p} \right) \right]^{\frac{1}{2}}.$$

λ_1 меняется (растет) по закону (2.27) с учетом (2.43). В этом случае $\frac{1}{q} \varphi_2 = \text{const}$ и имеет вид (2.25). Из (2.28) видно, что первое слагаемое уменьшается с током по закону (2.43), а второе растет приблизительно по закону (2.27). Условие (2.19), при котором получается характеристика (2.28), имеет вид

$$2\tau_p (j + q u_p N E_1)^2 > j b D E_1 \quad (2.44)$$

и, как видно, с ростом тока не нарушается. Следовательно, $j \sim V_T^3$ не реализуется.

В заключение отметим, что все полученные результаты при $\lambda_1 \rightarrow 0$ и $\lambda_2 \rightarrow 0$ переходят в результаты работы [5]. В зависимости от параметров контакта и диода ширина запирающего слоя может медленно или быстро меняться с током. В первом случае при больших токах (2.16), (2.19), (2.21) на характеристике диода появляется вертикальный участок (2.33). Диод, обладающий такой характеристикой было принято называть лимитроном [5]. При слабой зависимости λ_1 от тока в таких диодах после участка $V = \text{const}$ наступает $j \sim V_T^3$. Если изменение ширины запирающего слоя является существенным, то в этом случае лимитронный режим и $j \sim V_T^3$ не наблюдается, зависимость j от V будет более сложной (2.28).

Условия (1.16) и (1.17) будут законными и при расширении λ_1 , если не нарушается неравенство

$$\tau_p > \int_{x_1}^d \frac{dx}{u_p E} = \frac{D}{q u_p N} \ln \frac{k + c E_n(d)}{k + c E_1}$$

В нашем случае оно выполнено.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 20 июня 1966

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Э. И. Рашба, К. Б. Толпыго, ЖТФ, 26, 1419 (1956).
2. В. И. Стафеев, ЖТФ, 28, 1631 (1958).
3. M. A. Lampert, A. Rose, Phys. Rev., 121, 26 (1961).
4. Г. М. Авакьянц, В. И. Мурыгин, А. Тешабаев, Радиотехника и электроника, 8, 821 (1963).
5. Г. М. Авакьянц, В. И. Мурыгин, И. Л. Дмитриенко, Радиотехника и электроника, 10, 1700 (1965).

ԵՐԿԱՐ ԳԻՈՂԻ ՎՈՂՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ.

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Ղ. ՀԱՇԻՄՈՎ

Զարգացվում է երկար դիոդի տեսությունը հաշվի առնելով ծավալային լիցքը բազայում, փակվող շերտը և օքսիդային թաղանթը թիկունքային միացման վրա:

Դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագրի ուղիղ ճյուղի վրա կոնտակտի որոշակի պայմանների դեպքում առաջանում է ուղղահայաց տեղամաս ($V = \text{const}$):

VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS OF LONG DIODE WITH BARRIER REAR CONTACT

G. M. AVAKIANTS and G. HASHIMOV

The theory of long diode is developed taking into account the base space charge, the barrier layer and the oxide film on the rear contact. In the case of certain contact conditions a vertical section appears in the direct branch of volt-ampere characteristics ($V = \text{const}$).