

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДЛИННЫХ ДВУХБАЗОВЫХ ДИОДОВ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. ХАШИМОВ

Теоретически исследуется длинный двухбазовый диод с учетом объемного заряда в базе. При взятом за параметр токе междубазовой цепи ($I_b = \text{const}$) характеристика эмиттерной цепи является S-образной.

Двухбазовые диоды, благодаря наличию на вольт-амперной характеристике отрицательного участка, широко применяются в полупроводниковой электронике [1, 2]. В работе [1] теоретически исследовались такие диоды, в которых перемещение избыточных носителей зарядов в базе обуславливается их диффузией. Вследствие этого ограничивалась область применимости полученных результатов ($d/L_p < 3$).

В настоящей заметке, на основе разработанной и развитой теории [3, 4] прохождения тока через сверхдлинные диоды ($d \gg L_p$), рассчитывается вольт-амперная характеристика эмиттерной цепи толстых двухбазовых диодов.

§ 1. Выбор структуры. Решение уравнений

Структура (а) и схема включения (б) исследуемого прибора показаны на рис. 1. Предполагается, что образец n-типа имеет цилиндрическую форму, в торцах которого находятся невыпрямляющие тыловые контакты.

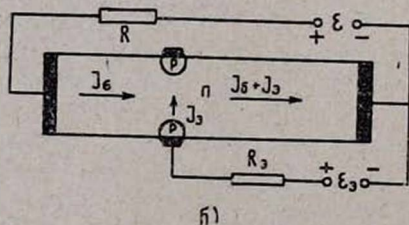
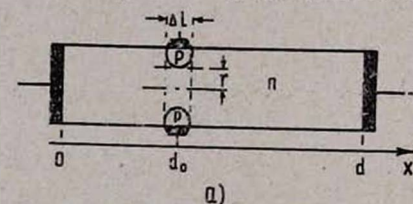


Рис. 1.

мерно в области $d_0 < x < d$, и внешнее напряжение, приложенное к эмиттерной цепи, падает, в основном, в области токового электрического поля.

Согласно этому, связь между V_3 и J_3 при $J_b = \text{const}$ в неявном виде можно записать так:

находятся невыпрямляющие тыловые контакты. p^+n -переход с координатой d_0 является кольцеобразным, а внутренний радиус (r) его меньше половины длины диффузионного смещения для дырок ($r < \frac{1}{2} L_p$). Ширина этого перехода (Δl) гораздо меньше, чем длина базы $d - d_0$. Вместе с этим, при вычислении вольт-амперной характеристики будем считать, что основная часть дырок, инжектированных эмиттером, распространяется одно-

$$V_{\Sigma} = (J_{\Sigma} + J_{\beta}) R, \quad (1)$$

где R — сопротивление базы диода с длиной $d - d_0$ и поперечным сечением s .

Как известно,

$$R = \frac{1}{qu_{ps}} \int_{d_0}^d \frac{dx}{p + bn}. \quad (2)$$

С целью вычисления этого интеграла составим уравнение для поля с учетом объемного заряда в базе [4]:

$$\begin{aligned} \frac{D}{q} E \frac{d}{dx} E \frac{dE}{dx} - E \frac{dE}{dx} \left(N - \frac{D}{qu_p \tau_p} \right) - \frac{bN + (b+1)p_n}{\tau_p u_n} E + \\ + \frac{J_{\beta}}{qu_p u_n \tau_p s} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Решение этого уравнения с граничными условиями $x = d_0$, $E = 0$; $x = d$, $E = E_d$ будет:

$$\tilde{u} = 1 + \frac{(\tilde{u}_d - 1 + e^{\tilde{A}_1}) e^{\tilde{A}_1 \tilde{y}} - (\tilde{u}_d - 1 + e^{\tilde{A}_2}) e^{\tilde{A}_2 \tilde{y}}}{e^{\tilde{A}_1} + e^{\tilde{A}_2}}. \quad (4)$$

Здесь

$$\tilde{u} = \frac{\beta}{\gamma} u, \quad \tilde{w} = \frac{\beta}{\gamma y_d} w, \quad u = \frac{qu_n n_n s E}{J_{\beta}}, \quad w = \frac{q^2 n_n^2 u_n s (x - d_0)}{D J_{\beta}},$$

$$\tilde{A}_1 = A_1 y_d, \quad \tilde{A}_2 = A_2 y_d, \quad A_1 = -\frac{1}{2} \alpha + \frac{1}{2} \sqrt{\alpha^2 + 4\beta},$$

$$A_2 = -\frac{1}{2} \alpha - \frac{1}{2} \sqrt{\alpha^2 + 4\beta}, \quad \tilde{y} = \frac{y}{y_d}, \quad \alpha = b\theta - (1 - \Phi), \quad \beta = (b + \Phi)\theta,$$

$$\gamma = b\theta, \quad \theta = \frac{D}{qu_n n_n \tau_p}, \quad \Phi = \frac{p_n}{n_n}, \quad u = \frac{dw}{dy}. \quad (5)$$

Заметим, что E_d определяется из зависимости

$$j_p(d) = q s_p (p_d - p_n), \quad (6)$$

где s_p — скорость поверхностной рекомбинации для дырок на тыловом контакте. Тогда выражение (2) можно переписать в виде

$$R = \frac{D J_{\beta} y_d}{q^3 n_n^3 u_p^2 s^2 (b + \Phi)^2} \int_0^1 \tilde{u}^2 d\tilde{y}. \quad (7)$$

Величина y_d определяется вычислением следующего интеграла

$$\tilde{w} = \int_0^1 \tilde{u} d\tilde{y}. \quad (8)$$

Как будет показано ниже (§ 2), вычисление интегралов (7) и (8) при низких уровнях инжекции дает для R постоянное значение, равное

исходному. На самом деле, даже при низких уровнях инжекции имеет место модуляция проводимости и сопротивление меняется. Поэтому в случае низких уровней инжекции поступим следующим образом. Полагая, что при $\Delta p \ll n$ объемный заряд незначителен и E_z постоянно, получим уравнение непрерывности с учетом дрейфа и диффузии носителей зарядов в виде

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - 2 \frac{\gamma}{L} \frac{d \Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{L^2} = 0, \quad (9)$$

где

$$2\gamma = \frac{E_z q L}{k T}, \quad L = \sqrt{D_p \tau_p}.$$

Решая (9) с граничными условиями $x = d_0$, $p = p_0$ и $x = d$, $p = p_d$, находим

$$\Delta p = \frac{\Delta p_0 e^{\gamma \frac{x-d_0}{L} \operatorname{sh} \left(\sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{d-x}{L} \right) + \Delta p_d e^{\gamma \frac{x-d}{L} \operatorname{sh} \left(\sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{x-d_0}{L} \right)}}{\operatorname{sh} \left(\sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{d-d_0}{L} \right)}. \quad (10)$$

Постоянная Δp_0 определяется из обычных условий (так как $\gamma \gg 1$)

$$J_{\Sigma} \approx J_{\Sigma p}(d_0) = (J_{\Sigma} + J_{\Sigma}) \frac{p_0}{(b+1)p_0 + bN_g}, \quad (11)$$

а Δp_d находим из зависимости (6). Если в (10) будем считать, что $\Delta p_d = 0$, $\gamma = 0$, то получим распределение дырок по x , использованное в работе [1]. Следовательно, уравнение (9) и его решение (10) являются более общими и соответствуют реальной ситуации.

§ 2. Расчет падения напряжения

Когда напряжение, приложенное к эмиттерной цепи V_{Σ} мало или равно нулю, p^+ — n -переход оказывается обратно включенным и через него протекает ток, равный току насыщения. С ростом V_{Σ} начинается компенсация напряжения, поддерживающего p^+ — n -переход в запертом состоянии. При определенном значении V_{Σ} ($V_{\Sigma \max}$) ток через эмиттерный переход отсутствует ($J_{\Sigma} = 0$). Сопротивление базы ($d - d_0$) будет равным исходному.

Дальнейшее увеличение V_{Σ} приводит к отпираанию p^+ — n -перехода, который, инжектируя неосновные носители в базу, увеличивает ее проводимость. Сопротивление толщи падает, V_{Σ} уменьшается с током J_{Σ} . Такой ход зависимости будет продолжаться до выполнения условия

$$\frac{dV_{\Sigma}}{dJ_{\Sigma}} = 0. \quad (12)$$

После этой точки вольт-амперная характеристика входной цепи прибора будет аналогична ВАХ обычного длинного диода [3, 4]. Нас бу-

дет интересоваться закономерность изменения V_3 с J_3 , в основном, в области отрицательного участка. Она представлена зависимостью (1), когда R известна как функция J_3 . Для этого надо вычислить (7), (8) и исключить из результирующих уравнений y_d . Но из-за трансцендентности полученных выражений для y_d не удастся найти аналитическую зависимость R от J_3 . Поэтому рассмотрим некоторые частные случаи.

Зависимости $\tilde{A}_1$ и $\tilde{A}_2$ таковы, что с ростом тока и $\tilde{A}_1$ и $-\tilde{A}_2$ уменьшаются. Когда ток мал, т. е.

$$\tilde{A}_1 \gg 1, \quad -\tilde{A}_2 \gg 1, \quad (13)$$

то значения интегралов (7) и (8) будут тривиальными. При выполнении (13) получим $R = R_0$, где R_0 — исходное сопротивление. Но в действительности, как говорилось выше, R меняется. Для определения истинного значения R вычислим (2), используя (10). При этом полагаем

$$\Delta p_d \approx 0, \quad \text{sh} \left(V \sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{d-x}{L} \right) \approx \frac{1}{2} e^{V \sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{d-x}{L}}. \quad (14)$$

После этого вольт-амперную характеристику находим в виде

$$V_3 = R_0 (J_\sigma + J_3) \eta^{-1} \ln \frac{J_3 (b+1) + (J_\sigma - b J_3) e^\eta}{J_\sigma + J_3}, \quad (15)$$

где

$$\eta = \frac{s(d-d_0)}{\rho_0 (J_\sigma + J_3) u_p \tau_p},$$

ρ_0 — удельное сопротивление исходного материала. Отсюда при $J_3 = 0$ находится напряжение отпираания $p^+ - n$ -перехода, которое мы в дальнейшем принимаем за максимальное значение

$$V_{3 \max} = J_\sigma R_0. \quad (16)$$

Анализ $\frac{dV_3}{dJ_3}$ показывает, что в (15) V_3 уменьшается с током. Зависимость V_3 от J_3 определяется по формуле (15) вплоть до нарушения условия $-\tilde{A}_2 > 1$ (согласно определению $\tilde{A}_1 \gg -\tilde{A}_2$). Это означает, что (15) имеет место при

$$J_3 < \frac{(d-d_0)s}{\rho_0^2 q u_p u_n \tau_p N}, \quad (17)$$

С дальнейшим ростом J_3 выполняется условие, обратное (17), т. е.

$$\tilde{A}_1 \gg 1, \quad -\tilde{A}_2 \ll 1. \quad (18)$$

Вычисляя (7) и (8), в этом приближении вольт-амперную характеристику вида (15) заменяем следующей зависимостью:

$$V_3 = (J_\sigma + J_3) \sqrt{\frac{8}{9} \frac{(d-d_0)^3}{q u_p u_n N \tau_p s J_3}}. \quad (19)$$

Связь между $V_{\text{э}}$ и $J_{\text{э}}$ в такой форме будет сохраняться до нарушения неравенства

$$\frac{1}{2} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 > 1, \quad \text{или} \quad J_{\text{э}} < \frac{qN(d-d_0)}{\rho_0 D} s. \quad (20)$$

Если это условие имеет место и в области, где выполняется (12), то минимальное эмиттерное напряжение и соответствующий ему ток будут равными

$$V_{\text{э min}} = \sqrt{\frac{32}{9} \frac{J_{\text{э}} (d-d_0)^3}{qu_n s N \tau_p}}, \quad (21)$$

$$J_{\text{э min}} = J_{\sigma}. \quad (22)$$

Следовательно, отношение экстремальных значений напряжений имеет вид

$$\frac{V_{\text{э max}}}{V_{\text{э min}}} = \sqrt{\frac{9}{32} \rho_0 \frac{bN\tau_p J_{\text{э}} u_p}{(bn_n + p_n)(d-d_0)s}}. \quad (23)$$

Не исключен случай, когда (20) нарушается раньше, чем $V_{\text{э}}$ уменьшается до минимального значения, а вместо (20) выполняется условие

$$\tilde{A}_1 \ll 1, \quad -\tilde{A}_2 \ll 1. \quad (24)$$

Тогда из (7) и (8) получим

$$R = \frac{DJ_{\text{э}} y_d}{q^3 n_n^3 u_p^2 (b+\Phi)^2 s^2} \left(\frac{1}{3} \tilde{u}_d^2 + \frac{1}{120} \tilde{A}_1^2 \tilde{A}_2^2 \right), \quad (25)$$

$$\tilde{w}_d = \frac{1}{2} \tilde{u}_d - \frac{1}{12} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2. \quad (26)$$

Как видно, здесь возможны два предельных случая:

а) Параметры прибора таковы, что выполняется условие

$$\tilde{u}_d > -\frac{1}{6} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 \quad \text{или} \quad J_{\text{э}} < -\frac{1}{6} \frac{\beta}{\gamma} \left(\frac{t_q}{t_d} \right)^2 \frac{qu_n n_n E_d s}{A_1 A_2}, \quad (27)$$

где

$$E_d = \frac{s_p}{u_p}, \quad t_q = \frac{D}{qn_n u_n}, \quad t_d = \frac{d-d_0}{u_n E_d}. \quad (28)$$

Согласно этому, из (1), (25) и (26) получим

$$V_{\text{э}} = \frac{J_{\sigma} + J_{\text{э}}}{J_{\text{э}}} \frac{2}{3} \frac{s_p}{u_p} (d-d_0). \quad (29)$$

Эта зависимость асимптотически приближается к вертикали, которую мы принимаем за $V_{\text{э min}}$:

$$V_{\text{э min}} = \frac{2}{3} \frac{s_p}{u_p} (d-d_0). \quad (30)$$

Тогда вместо (23) будем иметь

$$\frac{V_{\text{э max}}}{V_{\text{э min}}} = \frac{3}{2} \frac{u_p}{s_p} \rho_0 \frac{J_{\sigma}}{s}. \quad (31)$$

Характеристика (29) имеет место в интервале токов

$$-\frac{1}{6} \frac{\beta}{\gamma} \left(\frac{t_q}{t_d} \right)^2 \frac{q n_n u_n E_d}{A_1 A_2} s > J_{\Sigma} > \frac{q N (d-d_0)}{\rho_0 D} s. \quad (32)$$

б) Естественно, с дальнейшим ростом J_{Σ} наступает область характеристики с выполнением условия, обратного (27). Если еще V_{Σ} продолжает падать с током J_{Σ} , то теперь эта закономерность будет иметь вид:

$$V_{\Sigma} = (J_{\Sigma} + J_{\Sigma}) \left\{ \frac{18}{125} \frac{(d-d_0)^5}{D \tau_p u_p u_n J_{\Sigma}^2 s} \right\}^{\frac{1}{3}}. \quad (33)$$

Такой ход зависимости реализуется в материалах, где существенно образование объемного заряда.

В этом случае напряжение минимума и соответствующий ему ток будут выражаться так:

$$V_{\Sigma \min} = \left\{ \frac{243}{250} \frac{(d-d_0)^5 J_{\Sigma}}{u_p u_n \tau_p D s} \right\}^{\frac{1}{3}}, \quad (34)$$

$$J_{\Sigma \min} = 2 J_{\Sigma}. \quad (35)$$

А отношение $V_{\Sigma \max}$ к $V_{\Sigma \min}$ теперь зависит от параметров прибора в следующей форме:

$$\frac{V_{\Sigma \max}}{V_{\Sigma \min}} = \rho_0 \left\{ \frac{250}{243} \frac{u_p u_n \tau_p D J_{\Sigma}^2}{(d-d_0)^2 s^2} \right\}^{\frac{1}{3}}. \quad (36)$$

§ 3. Анализ полученных результатов

В § 2 получены основные соотношения между напряжением V_{Σ} и током J_{Σ} , а также их экстремальные значения в случае S-образной характеристики. Прежде всего отметим, что напряжение срыва ($V_{\Sigma \max}$), согласно (16), является функцией только R_0 и J_{Σ} . С ростом их $V_{\Sigma \max}$ увеличивается.

Если при выполнении условия (12) влияние объемного заряда и тылового контакта мало, уровень инжекции по всей базе высок, то V_{Σ} имеет минимальное значение при токах $J_{\Sigma} = J_{\Sigma}$. Из (23) видно, что на характеристике может появиться падающий участок, если

$$J_{\Sigma} > \frac{32}{9} \frac{b n_n + p_n}{\rho_0 b N \tau_p} s (d-d_0). \quad (37)$$

Протяженность отрицательного участка будет тем больше, чем больше удельное сопротивление исходного материала ρ_0 , междубазовый ток J_{Σ} и время жизни дырок τ_p . Ясно, что степень модуляции проводимости базы будет сильнее при больших τ_p . Согласно последнему требованию высокоомные материалы, полученные путем компенсации, непригодны для создания двухбазовых диодов, вследствие малости времени жизни в них.

При заметном влиянии тылового контакта в области $V_{Э\min}$ отношение $\frac{V_{Э\max}}{V_{Э\min}}$ не зависит от τ_p , а будет прямо пропорционально J_σ, ρ_0 и обратно s_p ((31)). Но s_p не может быть сколько угодно малым, так как при этом неравенство (27) нарушается и исключается участок характеристики (29), обусловленный влиянием контакта. Последний случай имеет место при $n-p^+$ контакте ($s_p=0$).

И, наконец, при выполнении условия (12), если в базе квазинейтральность нарушается и существенно образование объемного заряда, то $V_{Э}$ уменьшается до минимума при токах эмиттера, равных удвоенному J_σ (см. (35)). В этом случае $V_{Э\min}$ не зависит от проводимости материала (31), а является функцией фактора объемного заряда $D \left(= \frac{\varepsilon}{4\pi} \right)$. Причем с ростом последнего $V_{Э\min}$ уменьшается. Протяженность отрицательного участка, согласно (36), будет увеличиваться с увеличением ρ_0, τ_p, J_σ и D .

Если исходный полупроводниковый материал собственный или близок к собственному, то реально допустить [4] — $A_2 = A_1$. Это будет возможно при

$$b\theta < 1 - \Phi < \sqrt{4(b+\Phi)\theta}. \quad (38)$$

Тогда остаются все рассуждения случаев $\bar{A}_1, \bar{A}_2 1$, но теперь условие (18) не имеет места. Следовательно, исключается область, описывае-

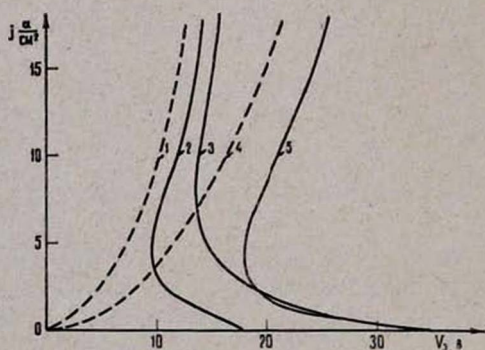


Рис. 2.

мая зависимостью (19). Протяженность отрицательного участка будет определяться либо формулой (31), либо (36).

На рис. 2 приведены теоретические кривые, рассчитанные для $n-Ge$ с параметрами:

Кривые: 1, 2, 3 — $\rho_0 = 20$ ом. см; 4, 5 — $\rho_0 = 40$ ом. см;

$$1, 4 - j_\sigma = 0; \quad 2, 5 - j_\sigma = 3 \frac{a}{\text{см}^2}; \quad 3 - j_\sigma = 6 \frac{a}{\text{см}^2}$$

$$2 - \tau_p = 25 \text{ мксек}; \quad 3 - \tau_p = 85 \text{ мксек}; \quad 5 - \tau_p = 11 \text{ мксек}.$$

В заключение заметим, что если в эмиттерной цепи поддерживать постоянными V_E и определять J_E в зависимости от V_C , то междубазовая характеристика является N -типа.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 20 мая 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. П. Штаер, В. И. Стафеев, Радиотехника и электроника, 8, 1199 (1963).
2. L. David, Electronics World, 1, 46 (1964).
3. M. Lampert, A. Rose, Phys. Rev., 121, 26 (1961).
4. Г. М. Авакьянц, В. И. Мурыгин, И. Д. Дмитриенко, Радиотехника и электроника, 10, 1700 (1965).

ԵՐԿԱՐ ԵՐԿՀԻՄՔԱՆԻ ԴԻՈԴԻ ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ.

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Ղ. ՀԱՇԻՄՈՎ

Տեսականորեն հետազոտվում է երկար երկհիմքային դիոդը, հաշվի առնելով ծավալային լիցքերի առկայությունը դիոդի հիմքում:

Այն դեպքում, երբ իրեն պարամետր վերցվում է միջհիմքային շղթայի հոսանքը ($I_G = \text{const}$), էմիտերային շղթայի բնութագիրը հանդիսանում է S -տիպի:

ON VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC OF TWO-BASE LONG DIODES

G. M. AVAKIANTS and G. HASHIMOV.

Long two-base diode is investigated theoretically taking into account the space charge in the base. The characteristic of the emitter circuit is S -type when the current of the interbase circuit is considered as a parameter.