

ВЛИЯНИЕ ЦЕНТРОВ РЕКОМБИНАЦИИ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНУЮ ХАРАКТЕРИСТИКУ ДОСТАТОЧНО ДЛИННЫХ ДИОДОВ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, А. У. РАХИМОВ

Рассчитывается вольт-амперная характеристика диода, изготовленного из компенсированного материала, с учетом изменения времени жизни дырок в случае произвольного заполнения глубоких примесных центров электронами. Получено выражение для полного хода вольт-амперной характеристики (ВАХ), содержащего в себе участок отрицательного сопротивления (ОС). Выделяется три типа таких характеристик и приводятся их графические изображения. Получены обобщенные выражения для тока и напряжения срыва, выявлены условия, при которых определяющим в образовании ОС является тот или другой механизм.

1. Введение. Модель и постановка задачи

Экспериментальные исследования выявили ряд интересных свойств полупроводниковых диодов, изготовленных из образцов, содержащих глубокие примесные центры [1—6 и др.].

На прямой ветви статической вольт-амперной характеристики этих диодов наблюдается участок с отрицательным сопротивлением. Зависимость тока от напряжения до участка ОС в основном является линейной или квадратичной. После ОС в одних образцах наблюдаются зависимости $j \sim AV^2$ или $j \sim \exp BV$ [3—6], а в других имеет место почти вертикальный участок [1, 2].

Теоретические исследования, проводимые в работах [7, 8], показали определяющую роль в образовании ОС объемного заряда и примесных центров, незаполненных электронами до начала инжекции, тогда как в работах [9, 10] появление ОС объясняется τ -механизмом. Оба механизма подтверждаются опытными данными [1—6].

В настоящей работе делается попытка получить более общие результаты, с учетом как наличия незаполненных центров, так и изменения времени жизни неосновных носителей в предположении нейтральности базы, и выявить те условия, при которых является определяющим в образовании ОС тот или другой механизм.

Рассмотрим модель полупроводника p -типа, имеющего один глубокий акцепторный уровень, который расположен около середины запрещенной зоны. Заполнение примесных центров до начала инжекции считается произвольным. Если концентрация мелких доноров (N_g) больше, чем концентрация глубоких акцепторов (N), то центры почти полностью заполнены электронами до начала инжекции, тогда как при $N_g < N$ имеет место частичное заполнение.

Выражения для времени жизни неосновных носителей и условие квазинейтральности для вышеуказанной модели имеют следующий вид:

$$\tau_p = \tau_{p0} \left(1 + \theta \frac{p}{n} + \theta \frac{p^*}{n} + \frac{n^*}{n} \right) / \left(1 - \frac{n^* p^*}{np} \right), \quad (1)$$

$$n = p + \frac{\frac{N_g - N}{N_g} \left(1 + \theta \frac{p^*}{n} \right) + \theta \frac{p}{n} + \frac{n^*}{n}}{1 + \theta \frac{p}{n} + \theta \frac{p^*}{n} + \frac{n^*}{n}} N_g, \quad (2)$$

где

$$n^* = \frac{\alpha'}{\beta'}, \quad p^* = \frac{\alpha}{\beta}, \quad \theta = \frac{\beta}{\beta'}, \quad \tau_{p0} = 1/\beta N.$$

β, β' — коэффициенты рекомбинации дырок и электронов, α, α' — коэффициенты обратного теплового заброса электронов из валентной зоны на глубокий уровень и с глубокого уровня в зону проводимости соответственно. n^*, p^* — концентрации электронов и дырок в зонах, когда уровень химического потенциала совпадает с глубоким уровнем.

В выражении (1) считаем выполненными следующие неравенства:

$$np > n^* p^*, \quad n > n^*, \quad n > \theta p^*. \quad (3)$$

Далее примем, что

$$|(N_g - N)/N_g| < 1, \quad \theta = (\beta/\beta') > 1. \quad (4)$$

Использование неравенств (3–4) дает возможность рассмотреть две области, в которых (1) и (2) несколько упрощаются.

I область, где $\theta p < n$. Хотя инжектированные дырки захватываются центрами рекомбинации, все же большая часть центров еще занята электронами и тогда

$$\tau_p = \tau_{p0}, \quad (1a)$$

$$n = \sqrt{\frac{1}{4} N_n^{*2} + \mu_0 + \tilde{n}p} - \frac{1}{2} N_n^*, \quad (N > N_g), \quad (2a)$$

$$n = \sqrt{\frac{1}{4} n_n^{*2} + \mu_1 + \tilde{n}p} + \frac{1}{2} n_n^*, \quad (N < N_g), \quad (2a')$$

где

$$N_n^* = N_n + n^* + \theta p^*, \quad n_n^* = n_n - n^* - \theta p^*, \quad \mu_0 = (n^* - \delta_0 \theta n^*) N_g,$$

$$\mu_1 = (n^* + \delta_1 \theta p^*) N_g, \quad \tilde{n} = \theta N_g, \quad N_n = \delta_0 N_g, \quad n_n = \delta_1 N_g,$$

$$\delta_0 = (N - N_g)/N_g, \quad \delta_1 = -\delta_0.$$

II область. Здесь центры почти полностью освобождены от электронов $\theta p > n$ и

$$\tau_p = \theta \tau_{p0} \frac{p}{n}, \quad n = p + N_g. \quad (16)$$

Для граничных концентраций электронов и дырок можно найти следующие выражения:

$$n_1 \approx \frac{\theta}{\theta - 1} N_g \approx N_g, \quad p_1 \approx \frac{N_g}{\theta - 1}. \quad (5)$$

2. Система дифференциальных уравнений и ее решение

Используя основные уравнения, описывающие движение носителей тока в базе диода и выражения (1а—1б), получим следующие дифференциальные уравнения (для стационарного случая):

$$p'' - \frac{j(2n - \gamma_{1k})}{qD_p(bn + p)\gamma_{1k}} p' + \frac{[\gamma_{2k}(2n - \gamma_{1k}) + \gamma_{3k}(bn + p)]}{(bn + p)\gamma_{1k}} (p')^2 - \\ - \frac{p - p_n}{D_p \tau_{p0}} \frac{bn + p}{b\gamma_{1k}} = 0, \quad (6)$$

$$p'' - \frac{jN_g}{qD_p(2p + N_g)\gamma_4} p' + \frac{(b - 1)N_g}{(2p + N_g)\gamma_4} (p')^2 - \\ - \frac{p - p_n}{D_p \tau_{p0}} \frac{p + N_g}{\theta p} \frac{\gamma_4}{b(2p + N_g)} = 0, \quad (7)$$

где

$$\gamma_{1k} = n + \bar{n}p/\gamma_k, \quad \gamma_{2k} = (\bar{n}/\gamma_k) - 1, \quad \gamma_{3k} = 2\bar{n}^2 p/\gamma_k^3, \\ \gamma_4 = (b + 1)p + bN_g, \quad \gamma_k = \sqrt{\delta_k^2 N_g^2 + \bar{n}p} \quad k = 0, 1; \\ \delta_0^* = \frac{N_n^*}{N_g}, \quad \delta_1^* = \frac{n_n^*}{N_g}, \quad p' = \frac{dp}{dx}, \quad p'' = \frac{d^2 p}{dx^2}.$$

В уравнении (7) n связано с p по формуле (2а) при $N > N_g$ или (2а') при $N < N_g$.

Как показывают оценки, в уравнениях (6) и (7) член, содержащий $(p')^2$, мал по сравнению с остальными членами, и им можно пренебречь. Для достаточно длинных $\left(\frac{d}{L_{p\infty}} \gg 1\right)$ диодов целесообразно решать задачу, разделяя базу диода на следующие области (рис. 1а, б):

$$(x_1 d), \quad \frac{1 + t_0 \varepsilon_0^2(x)}{1 + \varepsilon_0(x) - t_0 \varepsilon_0^2(x)} d\varepsilon_0(x) = a_0 dx, \quad (N > N_g), \quad (8a)$$

$$- \frac{1 + t_1 \varepsilon_1^2(x)}{1 - \varepsilon_1(x) - t_1 \varepsilon_1^2(x)} d\varepsilon_1(x) = a_1 dx, \quad (N < N_g), \quad (8b)$$

$$(x_g x_1), \quad \frac{\varepsilon_2(x)}{1 + b^{-1} \varepsilon_2(x)} d\varepsilon_2(x) = a_2 dx. \quad (9)$$

Здесь введены обозначения:

$$\varepsilon_0(x) = q\mu_p b N_n^* E(x)/j, \quad \varepsilon_1(x) = q\mu_p b n_n^* E(x)/j, \quad \varepsilon_2(x) = q\mu_p b N_g E(x)/j, \\ a_0 = qbN_n^*/j\tau_{p0}, \quad a_1 = qbn_n^*/j\tau_{p0}, \quad a_2 = qbN_g/j\tau_{p\infty}, \quad t_0 = \mu_0/N_n^{*2}, \\ t_1 = \mu_1/n_n^{*2}, \quad \tau_{p\infty} = \theta\tau_{p0}.$$

Уравнения (8а), (8б) и (9) можно получить из (6) и (7), пренебрегая первым и третьим членами при замене переменных.

$$\varepsilon_0(x) = 2/(y_0(x) - 1), \quad y_0(x) = \sqrt{1 + 4(\mu_0 + \bar{n}p)/N_n^*}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_1(x) = 2/(y_1(x) + 1), \quad y_1(x) = \sqrt{1 + 4(\mu_1 + \bar{n}p/n_n^*)}, \quad (11)$$

$$\varepsilon_2(x) = qN_g/[(b+1)p + bN_g]. \quad (12)$$

При получении (8а, б) было принято, что $n \gg p$.

Система уравнений (8а, б) и (9) имеет несколько приближенных решений. Сначала рассмотрим случай $N > N_g$. В этом случае решается система (8а) и (9). Прежде всего, как можно показать, в области (x_0d) , примыкающей к тыловому контакту (рис. 1а), поле имеет свое максимальное значение, равное

$$\bar{\varepsilon} = N_n^*/n_1^0 \quad \text{или} \quad \bar{E}_0 = j/qu_p b n_1^0, \quad (13)$$

где

$$n_1^0 = \frac{1}{2} N_n^* (\sqrt{1 + 4t_0} - 1).$$

Левее x_0 имеется область, где определяющими являются вторые члены как в числителе, так и в знаменателе уравнения (8а).

Тогда

$$\varepsilon_0(x) = \sqrt{\frac{2a_0}{t_0}} (x + c_0). \quad (14)$$

Последнее имеет место до точки x'_0 , где $1 = t_0 \varepsilon_0^2(x'_0)$. Таким образом,

$$\bar{E}_0' = E_0(x'_0) = j/qu_p b \sqrt{\mu_0}. \quad (15)$$

Далее, в области $(x_1x'_0)$ $1 > t_0 \varepsilon_0^2(x)$, так что

$$\varepsilon'_0(x) = e^{a_0(x+c'_0)} - 1. \quad (16)$$

В области (x_gx_1) решается уравнение (9) (как в случае $N > N_g$, так и в случае $N < N_g$):

$$b^2 [1 + b^{-1} \varepsilon_2(x) - \ln(1 + b^{-1} \varepsilon_2(x))] = a_2(x + c_2). \quad (17)$$

Отметим, что в пределах (x_gx_1) $\varepsilon_2(x) \leq 1$ (в точке x_1 $\varepsilon_2(x_1) = 1$, так как $n_1 \approx N_g$). Поэтому вместо (17) приближенно можно написать

$$\varepsilon_2(x) = \sqrt{2a_2(x + c_2)}. \quad (17a)$$

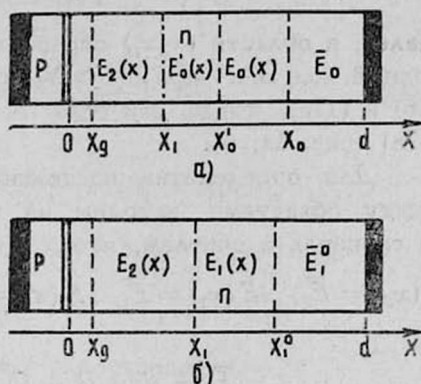


Рис. 1. Структура диода для расчета ВАХ: а) для случая $N > N_g$, б) для случая $N < N_g$.

В случае $N < N_g$ решаются уравнения (86) и (9). В области $(x_1^0 d)$ поле имеет максимальное значение, равное

$$\bar{\varepsilon}_1 = \frac{n_n^*}{n_2^0} \quad \text{или} \quad \bar{E}_2^0 = \frac{j}{qu_p b n_2^0}, \quad (18)$$

где

$$n_2^0 = (1/2) n_n^* (\sqrt{1 + 4t_1} + 1).$$

Можно убедиться, что в этом приближении после омической области $(x_1^0 d)$ сразу же идет область, где $1 > t_1 \varepsilon_1^2(x)$. Итак, внутри интервала $(x_1 x_1^0)$ (рис. 16)

$$\varepsilon_1(x) = 1 - e^{-a_1(x+c_1)}. \quad (19)$$

Далее, в области $(x_g x_1)$ справедливо выражение (17а). Таким образом, полный ход ВАХ при $N > N_g$ рассчитывается с помощью (13), (14), (16) и (17а), тогда как если $N < N_g$, то используются (18), (19) и (17а) (рис. 1а, 6).

Для определения постоянных интегрирования и границ раздела между областями исходим из непрерывности электрического поля на границах и считаем, что

$$E(x_g) = \bar{E}_g, \quad E(x_1) = \bar{E}_1, \quad E(x_1^0) = \bar{E}_1^0, \quad E(x_0') = \bar{E}_0', \quad E(x_0) = \bar{E}_0, \quad (20)$$

где

$$\bar{E}_g = j/qu_p (b+1) p_g, \quad \bar{E}_1 = j/qu_p b N_g,$$

$$p_g = \sqrt{(1/2\sqrt{3}) j N_g L_{p\infty} / (b+1) q D_p}.$$

x_g, p_g — граничные координата и концентрация в точке, где первый член уравнения (7) сравним со вторым. Они определяются обычным путем [11]. Учет диффузионной области (ox_g) дает возможность оценить влияние диффузии на ВАХ диода в области токов, при которых начинается существенная раскомпенсация материала базы (там где τ_p возросло). А в части базы с малым τ_p мы ограничимся дрейфовым приближением, так как здесь влиянием диффузии можно пренебречь [12, 13].

3. Расчет вольт-амперной характеристики

Вольт-амперную характеристику в неявном виде можно записать как

$$V = V_{ox_g} + V_{x_g x_1} + V_{x_1 x_0'} + V_{x_0' x_0} + V_{x_0 d}, \quad (N > N_g), \quad (21)$$

$$V = V_{ox_g} + V_{x_g x_1} + V_{x_1 x_1^0} + V_{x_1^0 d}, \quad (N < N_g), \quad (22)$$

V_{ox_g} — напряжение, падающее в диффузионной области за счет токового поля. Мы не будем приводить его выражения ($V_{ox_g} \ll V_{x_g d}$).

Произведя соответствующие интегрирования, используя выражения (13), (14), (16), (17а) и подставляя найденные результаты в (21), получим вольт-амперную характеристику в общем виде для случая $N > N_g$:

$$V = j\rho_0(d - x_0) + A_0 V \bar{j} \left[\left(\frac{x_0 - x'_0}{d} \frac{1}{2a_0 d} \right)^{3/2} - \left(\frac{1}{2a_0 d} \right)^{3/2} \right] + \\ + A_1 j^2 [(1 + \gamma_0)(e^\lambda - 1) - \lambda] + A_2 V \bar{j} \left[\left(\frac{x_1 - l_0}{d} \right)^{3/2} - \left(\frac{x_g - l_0}{d} \right)^{3/2} \right]. \quad (23)$$

Аналогично в случае $N < N_g$ имеем

$$V = j\rho'_0(d - x'_1) + A'_1 j^2 \left[\lambda' - \frac{1}{\eta_1} (1 - e^{-\lambda'}) \right] + \\ + A_2 V \bar{j} \left[\left(\frac{x_1 - l_0}{d} \right)^{3/2} - \left(\frac{x_g - l_0}{d} \right)^{3/2} \right], \quad (24)$$

где

$$A_0 = V A j / n^\circ \tau_{p0}, \quad A_1 = \tau_{p0} / q^2 u_p b^2 N_n^{*2}, \quad A'_1 = A_1 (N_n^* / n_n^*)^2, \\ A_2 = V A j / N_g \tau_{p\infty}, \quad n^\circ = \rho_0 / N_n^*, \quad A = 8d^3 / 9q b u_p^2, \quad \rho_0 = 1 / q u_p b n_1^0, \\ \rho'_0 = \rho_0 n_1^0 / n_2^0, \quad \lambda = a_0 (x'_0 - x_1), \quad \lambda' = a_1 (x_1^0 - x_1).$$

Границы раздела между областями имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} x_g &= \frac{1}{2} L_{p\infty} \ln 2l_1 \frac{j}{j_g}, & x'_0 &= l_0 + \frac{j}{j'_0} d \\ x_1 &= l_0 + \frac{j}{j_1}, & x_0 &= l_0 + \frac{j}{j_0} d \\ x_1^0 &= l_0 + \frac{j}{j_0} d, \end{aligned} \right\}, \quad (25)$$

где

$$j_0 = 2j_m / \left[1 + \frac{2}{\lambda_0} \ln \eta + \frac{N_n^*}{\lambda_0 n^\circ} \left(1 - \frac{n^\circ}{N_n^*} \right) \right], \quad j'_0 = 2j_m / \left(1 + \frac{2}{\lambda_0} \ln \eta \right), \\ j'_0 = 2j_m / \left(1 + \frac{2}{\lambda_1} \ln \eta' \right); \quad j_1 = 2j_m, \quad j_g = (\beta_0^2 / 6 \sqrt{3} b^2) \frac{L_{p\infty}}{d} j_m, \\ l_1 = (1 + \sqrt{j_g / j})^2 / (1 + \sqrt{3})^2, \quad l_0 = x_g - \frac{\sqrt{3}}{2} L_{p\infty}; \quad j_m = q b N_g d / \tau_{p\infty}, \\ \lambda_0 = \delta_0^* \theta, \quad \lambda_1 = \delta_1^* \theta, \quad \eta = (1 + \eta'_0) / (1 + \eta_0); \quad \eta' = \eta'_1 / \eta_1; \quad \eta_0 = N_n^* / n_1, \\ \eta'_0 = \sqrt{N_n^* / n^\circ}, \quad \eta_1 = \left(1 - \frac{n_n^*}{n_1} \right)^{-1}, \quad \eta'_1 = \left(1 - \frac{n_n^*}{n_2^0} \right)^{-1}.$$

Отметим, что при получении x'_0 мы считали $t_0 < 1$ и $n_1^0 \approx n^\circ$.

Выражения (23) и (24) в общем виде достаточно сложны и трудно поддаются анализу. Поэтому рассмотрим некоторые частные случаи, в которых можно выразить зависимость тока от напряжения в явном виде. Сначала рассмотрим случай $N > N_g$. При этом считаем, что

$$t_0 = \frac{n^0}{N_n^*} < 1. \quad (26)$$

При токах, меньших чем j_0 ($x_0 < d$), из (23) получается

$$V = j p_0 d [1 - (j/j_0)(1 - H_0)]. \quad (27)$$

Здесь

$$H_0 = \frac{j_0}{\lambda_0 j_m} \frac{N_n^*}{n_1^0} \left\{ \frac{1}{3} \left[1 - \left(\frac{n^0}{N_n^*} \right)^{3/2} \right] \left(\frac{n_1^0}{N_n^*} \right)^2 H' \right\},$$

$$H' = \Phi_0 + \frac{1}{3} \delta_0^{*2} \theta, \quad \Phi_0 = (1 + \gamma_0)(\gamma - 1) - \ln \gamma.$$

В интервале $j_0 < j < j'_0$ ($x_0 \approx d$, $x'_0 < d$) зависимость тока от напряжения имеет вид

$$V = \frac{4}{3} V_m \sqrt{\frac{j}{j'_0} h'_0} \left[\left(1 - \frac{j}{j'_0} \frac{\beta_1 - 1}{\beta_1} \right)^{3/2} - \left(\frac{j}{\beta_1 j'_0} \right)^{3/2} \right] + 2 V_m \left(\frac{j}{j'_0} \right)^2 H'_0, \quad (28)$$

откуда при $j \ll j'_0$ имеем

$$j \approx (9/8) q u_n u_p \tau_{p0} n^0 V^2 / d^2, \quad (29)$$

где

$$h'_0 = \frac{2 j'_0}{\lambda_0 j_m} \frac{N_n^*}{n^0}, \quad H'_0 = (j'_0 / \lambda_0 j_m)^2 H', \quad \beta_1 = 2 \lambda_0 j_m / j'_0, \quad V_m = d^2 / 2 u_p \tau_{p0}.$$

С дальнейшим ростом тока ($j'_0 < j < j_1$, $x'_0 \approx d$, $x_1 < d$) имеет место следующая зависимость:

$$V = 2 V_m \left(\frac{j}{\lambda_0 j_m} \right)^2 [(1 + \gamma_0)(e^\lambda - 1) - \lambda] + \frac{8}{3\theta} V_m \left(\frac{j}{j_1} \right)^2, \quad (30)$$

$$\lambda = \frac{\lambda_0 j_m}{j} \left(1 - \frac{j}{j_1} \right).$$

Из (30) при $j \ll j_1$ ($x_1 \ll d$) получим ($\gamma_0 \ll 1$)

$$V \approx 2 V_m \frac{1}{\lambda_0^{1/2}} (e^{\lambda'_0} - 1 - \lambda'_0), \quad \lambda'_0 = \lambda_0 j_m / j, \quad (30a)$$

тогда как при $\lambda < 1$

$$V = V_m \left[\left(1 - \frac{j}{j_1} \right)^2 + \frac{2}{3} \frac{\lambda_0 j_m}{j} \left(1 - \frac{j}{j_1} \right)^3 + \dots \right] + \frac{8}{3\theta} V_m \left(\frac{j}{j_1} \right)^2. \quad (30b)$$

При токах, больших чем j_1 ($x \approx d$), из (24) получается

$$j \approx (9/8) q u_n u_p N_g \tau_{p0} V^2 / (d - x_g)^3. \quad (31)$$

В случае $N < N_g$ при $j < j_1^0$ имеет место зависимость

$$V = j \rho_0 d \left[1 - \frac{j}{j_1^0} (1 - H_1) \right], \quad (32)$$

где

$$H_1 = (j_1^0 / j_1 j_m) \frac{n_2^0}{n_0^*} H_1', \quad H_1' = \Phi_1 + \frac{1}{3} \delta_1^{*2} \theta,$$

$$\Phi_1 = \ln \eta' - \frac{1}{\tau_n} \left(1 - \frac{1}{\eta'} \right).$$

А в интервале $j_1^0 < j < j_1$ из (24) следует

$$V = 2 V_m \left(\frac{j}{j_1 j_m} \right)^2 \left[\lambda' - \frac{1}{\tau_n} (1 - e^{-\lambda'}) \right] + \frac{8}{3\theta} V_m \left(\frac{j}{j_1} \right)^2, \quad (33)$$

$$\lambda' = \frac{j_1 j_m}{j} \left(1 - \frac{j}{j_1} \right).$$

Из (33) при $j \ll j_1$ получим ($\tau_n \approx 1$)

$$V \approx 2 V_m \frac{1}{\lambda_1'^2} (\lambda_1' - 1 + e^{-\lambda_1'}), \quad \lambda_1' = \frac{j_1 j_m}{j}, \quad (33a)$$

а когда $\lambda' < 1$

$$V \approx V_m \left[\left(1 - \frac{j}{j_1} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{j_1 j_m}{j} \left(1 - \frac{j}{j_1} \right)^3 + \dots \right] + \frac{8}{3\theta} V_m \left(\frac{j}{j_1} \right)^2 \quad (33b)$$

При токах больших, чем j_1^0 , также имеет место зависимость (31).

Как показывает анализ, выражения (23) и (24) содержат в себе участок с отрицательным сопротивлением.

Для определения значений тока и напряжения срыва в случае $N > N_g$ используем выражение (28), откуда при $\frac{dV}{dj} = 0$, считая $\beta_1 > 1$, $j_0 \beta_1 > j (\beta_1 - 1)$, получим

$$j_{\max} \approx \frac{q b N_n^* d}{2 \tau_{p0} [2 \ln (1 + \sqrt{N_n^* / n^0}) + \delta_0^* \theta]}, \quad (34)$$

$$V_{\max} \approx V_m \sqrt{\frac{3}{4} \frac{N_n^* / n^0}{2 \ln (1 + \sqrt{N_n^* / n^0}) + \delta_0^* \theta}}. \quad (35)$$

При $j = j_{\max}$ x_0' и x_1 имеют следующие значения:

$$x'_0 = \frac{\beta_1}{\beta_1 - 1} \cdot \frac{d}{4} \approx \frac{1}{4} d, \quad (36)$$

$$x_1 = \frac{\delta_0^* \theta}{\delta_0^* \theta + 2 \ln(1 + \sqrt{N_n^*/n^\circ})} \cdot \frac{d}{4}. \quad (37)$$

Заметим, что если $(N_n^* \approx N_n, \nu_0 \sim n^* N_g)$

$$\delta_0^* \theta \ll 2 \ln(1 + \sqrt{N_n^*/n^\circ}), \quad (38)$$

то (34) и (35) переходят в ранее полученные результаты [7, 8]. Из (37) видно, что в этом случае $x_1 \ll d$ и область с большим временем жизни $(x_g x_1)$ практически не входит в базу диода вплоть до плотностей токов превосходящих $j_{\max}$ на несколько порядков. Например,

если $\delta_0 \approx 10^{-3}$, $\theta \approx 2$, то $(j_{\max}/0,5 j_m) \lesssim 10^{-3}$ ($0,5 j_m$ ток, при котором $x_1 \approx \frac{1}{4} d$). Так что в этом случае ВАХ полностью определяется падением напряжения в области $(x_1 d)$.

После срыва характеристика стремится к участку, где напряжение не зависит от протекающего через диод тока (вертикаль) (30а).

При значениях параметров, когда выполняется неравенство, обратное (38), из (34–37) имеем

$$j_{\max} \approx \frac{q b N_g d}{2 \tau_{p\infty}}, \quad V_{\max} \approx V_m \sqrt{\frac{3}{4\theta} \frac{N_g}{n^\circ}}, \quad (39)$$

$$\frac{x'_0 - x_1}{d} \approx \frac{1}{4} \left| 1 - \frac{\delta_0^* \theta}{\delta_0^* \theta + 2 \ln(1 + \sqrt{N_n^*/n^\circ})} \right| \ll 1. \quad (40)$$

Ток и напряжение, соответствующие точке минимума V определяются в этом случае из (30б). Принимая, что $\frac{dV}{dj} = 0$ (ограничиваясь первым членом внутри квадратной скобки), получим.

$$j_{\min} \approx \frac{2 q b N_g d}{2 \tau_{p\infty} (1 + 8/3\theta)}, \quad V_{\min} \approx V_m \frac{8/3\theta}{1 + 8/3\theta}. \quad (41)$$

Значение x_1 при $j \approx j_{\min}$ равно

$$x_1 \approx d/(1 + 8/3\theta) \approx d, \quad (42)$$

так что в этом случае при $j \approx j_{\min}$ почти всю толщу диода занимает область с большим временем жизни, а после ОС зависимость тока от напряжения является квадратичной (31).

В случае $N < N_g$ $j_{\max}$ и $V_{\max}$ определяются из выражения (32).

Откуда из условия $\frac{dV}{dj} = 0$ находим

$$j_{\max} = \frac{\delta_1^* \theta}{\delta_1^* \theta + 2 \ln (1 - n_n^*/n_2^0)^{-1}} \frac{q N_g b d}{\tau_{p\infty} (1 - H_1)}, \quad (43)$$

$$x_1^0 = d/2 (1 - H_1), \quad (44)$$

$$V_{\max} = \frac{n_n^*/n_2^0}{\delta_1^* \theta + 2 \ln (1 - n_n^*/n_2^0)^{-1}} \frac{V_m}{1 - H_1}. \quad (45)$$

Выражения (43) и (45) справедливы лишь при

$$x_1^0 < d \quad \text{или} \quad H_1 < \frac{1}{2}. \quad (46)$$

При выполнении неравенства, обратного (46), $j_{\max}$ и $V_{\max}$ следует определять из (33). Тогда

$$j_{\max} = \frac{\delta_1^* \theta}{2 + \delta_1^* \theta - \frac{2}{3} \delta_1^{*2} \theta} \frac{q b N_g d}{\tau_{p\infty}}, \quad (47)$$

$$V_{\max} = \frac{V_m}{2 + \delta_1^* \theta - \frac{2}{3} \delta_1^{*2} \theta}. \quad (48)$$

$j_{\min}$ и $V_{\min}$ в случае $N < N_g$ определяются из (356). Они оказываются такими же, как и (41).

Заметим, что выражения $j_{\min}$ и $V_{\min}$ в случае $N < N_g$ отличаются от таковых работы [9] на некоторый численный коэффициент, тогда как $j_{\max}$ и $V_{\max}$ качественно отличаются от данных работ [9, 10], (так как здесь $N \neq N_g$ и учитываются тепловые носители).

Анализируя полученные результаты, можно выделить следующие закономерности. В случае $N > N_g$ (при сохранении условия квазиэлектронности) вольт-амперная характеристика может иметь два вида:

1. При выполнении неравенства (38) ВАХ описывается выражениями (27), (28) и (30а) (рис. 2а). То есть мы приходим к ранее полученным результатам [7, 8]. Зависимость тока от напряжения до срыва сначала (при $j < j_0$) является линейной (27), а затем ($j_0 < j < j_0'$) квадратичной (28). После ОС характеристика стремится к вертикали. Квадратичный закон, наблюдаемый до срыва, и отрицательное сопротивление обусловлены эффектами, связанными с незаполненными вначале примесными центрами [7, 8]. Изменение τ_p с уровнем инжекции в рассматриваемом интервале токов незначительно ($x_1 \ll d$).

2. При значениях параметров, удовлетворяющих неравенству, обратному (38), полный ход ВАХ описывается формулами (27), (28), (30б), (31) (см. рис. 2б).

В отличие от предыдущего случая зависимость тока от напряжения после участка с ОС имеет квадратичный вид (31). В этом случае отрицательное сопротивление обуславливается, в основном, изменением заселенности рекомбинационных центров и ростом τ_p с

уровнем инжекции. Экстремальные значения тока и напряжения определяются формулами (39), (41). При $\delta_0^* \theta \approx 2 \ln(1 + \sqrt{N_n^*/n^0})$ и $N_n^* > n^0$ в образовании ОС определяющую роль играют как незаполненные глубокие примесные центры, так и изменение τ_p (см. формулы (34–37), (41) и (42)). Образование срыва связано, скорее всего, с эффектами, относящимися к незаполненным центрам, тогда как минимальное напряжение определяется ростом τ_p .

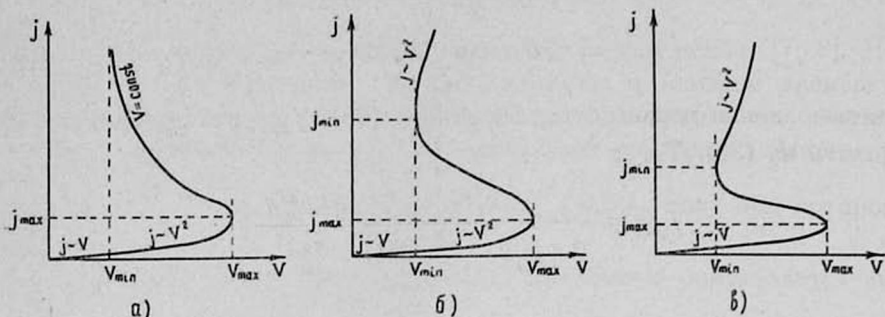


Рис. 2.

3. В случае $N < N_g$ полный ход ВАХ описывается выражениями (32), (33) и (31) рис. 2в). До срыва вначале ($j \ll j_1^0$) имеет место зависимость $j \sim V$, а затем наблюдается некоторое отклонение от закона Ома (32) за счет модуляции сопротивления базы инжектированными через $p-n$ -переход дырками. (Закон $j \sim V^2$ до срыва в этом случае не наблюдается). Начиная с некоторого значения тока, равного $j_{\max}$ ((43) или (47)), происходит сильная модуляция базы и рост τ_p , что и приводит к появлению ОС. После ОС имеет место квадратичный закон (31).

В заключение отметим следующее:

1. На прямой ветви ВАХ достаточно длинных диодов, изготовленных из компенсированного материала, при определенных значениях параметров появляется отрицательный участок. Причем зависимость тока от напряжения до начала ОС является линейной или квадратичной, тогда как после ОС она может стремиться к вертикали или же имеет квадратичный вид. В зависимости от значений параметров δ_0^* , θ , N_n^* , n^0 определяющую роль в появлении ОС играет тот или другой механизм. В частности, при $N > N_g$ и когда выполняются неравенства (26), (38), ОС образуется из-за наличия свободных глубоких центров (N_n) до инжекции. При этом изменение τ_p незначительно. А когда $\delta_0^* \theta \approx 2 \ln(1 + \sqrt{N_n^*/n^0})$ и $t_0 < 1$ в образовании ОС участвуют оба механизма. В случае же $N < N_g$ определяющим является τ -механизм.

2. Максимальное и минимальное напряжения пропорциональны квадрату длины базы диода, тогда как соответствующие точки зависят от длины базы линейно.

3. Рост температуры приводит к уменьшению напряжения срыва (за счет увеличения n° и уменьшения θ), тогда как минимальное напряжение слабо зависит от температуры.

4. Чем больше степень компенсации (чем δ_1 меньше единицы в случае $N_g > N$ при $\theta = \text{const}$), тем большим будет и напряжение срыва. При этом $j_{\min}$ и $V_{\min}$ остаются неизменными.

5. Учет диффузии наряду с дрейфом в области больших токов вносит некоторую количественную поправку в характеристику после ОС (вместо d пишется $d - x_g$), являющуюся существенной лишь для диодов с $\frac{d}{L_{p\infty}} < 10$.

6. Полученные теоретические результаты находятся в полном качественном согласии с опытными данными [1—6].

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Holonyak, Proc. JRE, 50, 2421 (1962).
2. Г. М. Авакьянц, Б. А. Атакулов, И. А. Дмитриенко, В. И. Мурзин, Р. А. Церфас, Радиотехника и электроника, 10, 2037 (1965).
3. А. А. Лебедев, В. И. Стафеев, В. М. Тучкевич, ЖТФ, 26, 2131 (1956).
4. В. И. Стафеев, ЖТТ, 1, 841 (1959).
5. В. И. Стафеев, ФТТ, 2, 277 (1960).
6. Б. Атакулов, Автореферат кандидатской диссертации, кафедра теоретической физики Ташкентского ГУ (1965).
7. Г. М. Авакьянц, Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965).
8. Г. М. Авакьянц, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 248 (1966).
9. M. A. Lampert, Phys. Rev., 125, 126 (1962).
10. В. П. Сондаевский, В. И. Стафеев, ФТТ, 6, 180 (1964).
11. Г. М. Авакьянц, А. У. Рахимов, Изв. АН УзССР, вып. 5, 54 (1965).
12. Г. М. Авакьянц, Ш. Каниязов, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 316—329 (1967).
13. Г. М. Авакьянц, Ш. Каниязов, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 330—342 (1967).

ՌԵԿՎԻԶԻԹՆԵՐՆԵՐԻ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ԱԶԳԵՅՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԱՎԱԿԱՆ ԵՐԿԱՐ ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲԵՈՒԹԱԳՐԻ ՎՐԱ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ Ե Ա. ՈՒ. ՌԱԷԻՄՈՎ

Հաշվարկվում է կոմպենսացված նյութից պատրաստված դիոդի վոլտ-ամպերային բնութագիրը, հաշվի առնելով անցքերի կյանքի տևողության փոփոխությունը՝ խոր խառնուրդային կենտրոնների էլեկտրոններով կամավոր լցման դեպքում:

Ստացված է արտահայտություն բացասական դիմադրության տեղամաս պարունակող վոլտ-ամպերային բնութագրի լրիվ ընթացքի համար:

Զատվում են ալպայիսի բնութագրերի երեք տեսակներ և բերվում են նրանց գրաֆիկական պատկերները: Ստացված են ընդհանրացված արտահայտություններ պոկման հոսանքի և լարման համար, բացահայտված են պայմաններ, երբ բացասական դիմադրության գոյացման մեջ որոշող դեր է խաղում այս կամ այն մեխանիզմը:

EFFECTS OF THE RECOMBINATION CENTRES ON THE VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC OF SUFFICIENTLY LONG DIODES. I.

G. M. AVAKIANTS and A. U. RAHIMOV

The volt-ampere characteristic of a diode made of compensated material is calculated taking into account the life time variation of the holes in the case of spontaneous filling of deep admixture centres by electrons. An expression is obtained for the whole shape of the volt-ampere characteristic containing a negative resistance region. Three types of such characteristics are emphasized and their graphical representations are given. Generalized expressions are obtained for the wreck current and the voltage, conditions are brought out at which either of the mechanism is determining in the formation of the negative resistance.