

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДИОДА С ОДНИМ УПРАВЛЯЮЩИМ ИНЖЕКТОРОМ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. ХАШИМОВ

Теоретически исследуется статическая вольт-амперная характеристика диода с одним управляющим инжектором. При постоянном напряжении, приложенном к управляющей цепи, на характеристике основной цепи появляется N -образный участок (неоднозначный по току). Характеристика управляющей цепи при взятом за параметр токе основной цепи, является S -образной (неоднозначной по напряжению).

В в е д е н и е

Наряду с обычными полупроводниковыми диодами широко исследуются [1, 2, 3] и применяются в промышленности диоды с двумя базами. На таких приборах можно получить N -образную и S -образную зависимости тока от напряжения. Представляет большой интерес исследовать случай, когда один из омических контактов заменяется инжектирующим неосновные носители. Авторы работы [3, 4], экспериментально исследуя такие диоды, показали, что на их характеристике имеется участок, неоднозначный по току или по напряжению. Но изученные этими авторами диоды были сверхдлинными ($a/L_p \gg 1$). Однако такие эффекты могут иметь место и в диодах, где перенос носителей заряда является в основном диффузионным. Теоретическому рассмотрению такой задачи посвящается данная работа.

§ 1. Выбор модели. Решение уравнений

Структура исследуемого прибора — цилиндрическая (рис. 1). Начало координат расположено на границе основного p - n -перехода с квазинейтральной областью базы диода. d_0 , $d-d_0$ — длины первой и второй базы соответственно. В точке d_0 находится кольцеобразный управляющий p - n -переход, внутренний радиус (r_y) которого не превышает половины длины диффузионного смещения для дырок, т. е.

$$r_y < \frac{L_p}{2}.$$

Это требование гарантирует распространение в сторону обеих баз большей части инжектированных дырок управляющим переходом. Ширина этого перехода (Δl) гораздо меньше по сравнению с длиной баз: $\Delta l \ll d_0$, $d-d_0$. Поэтому при расчете пренебрегаем вкладом доли падения напряжения на этой области в общее V .

С целью облегчения математизации поставленной задачи предполагаем, что коэффициент инжекции основного (γ) и управляющего (γ_y) p - n -переходов равен единице ($\gamma = \gamma_y = 1$); тыловой контакт в

точке d имеет омические свойства; влияние напряженности поля внутри базы на распределение носителей заряда пренебрежимо мало (диффузионное приближение).

Последнее предположение позволяет нам, при сохранении условия квазинейтральности (в стационарном режиме), решить обычное [1, 5] диффузионное уравнение для определения распределения дырок по координате в полупроводнике p -типа:

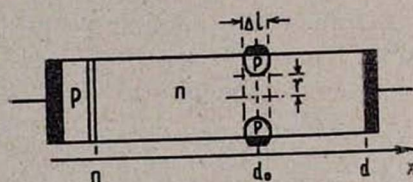
$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L^2} = 0, \quad (1)$$

где

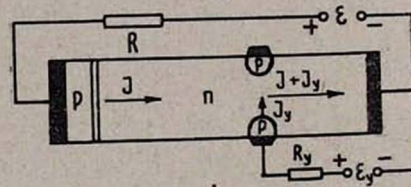
$$L = \sqrt{D_p \tau_p \frac{p+n}{p+bn}} b.$$

В области $0 < x < d_0$, решая уравнение (1) с граничными условиями $x=0, \Delta p = \Delta p(0); x=d_0, \Delta p = \Delta p_0$, получим

$$\Delta p = \frac{\Delta p(0) \operatorname{sh} \frac{d_0-x}{L} + \Delta p_0 \operatorname{sh} \frac{x}{L}}{\operatorname{sh} \frac{d_0}{L}}. \quad (2)$$



а)



б)

Рис. 1. а. Модель диода. б. Схема подключения.

Во второй базе $d_0 < x < d$, принимая граничные условия $x=d_0, \Delta p = \Delta p_0; x=d, \Delta p=0$, находим решение уравнения (1) в виде

$$\Delta p = \Delta p_0 \frac{\operatorname{sh} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}}. \quad (3)$$

Граничные значения концентрации $\Delta p(0)$ и Δp_0 определяются свойствами основного и управляющего p - n -переходов. В нашем случае переходы включены в пропускном направлении. Тогда, в точке $x=0$ с учетом предположения $\gamma=1$, имеем обычную зависимость полного тока

(j) через основной переход с градиентом концентрации неосновных носителей:

$$j = -\beta_0 q D_p \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x=0}. \quad (4)$$

Аналогичную связь имеет ток, протекающий через управляющий p - n -переход (j_y) с градиентом концентрации дырок в точке d_0 :

$$j_y = -\beta_y q D_p \left[\left(\frac{dp}{dx} \right)_{d_0, x>d_0} - \left(\frac{dp}{dx} \right)_{d_0, x<d_0} \right]. \quad (5)$$

На основании решений (2), (3) из (4) и (5) получаем зависимости граничных значений концентрации дырок от параметров диода и токов в виде:

$$\Delta p(0) = \frac{j + j_y \eta}{j_s} p_n, \quad (6)$$

$$\Delta p_0 = \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j_{sy}} p_n, \quad (7)$$

где

$$j_s = \frac{\beta_0 q D_p p_n}{L} \operatorname{cth} \frac{d}{L}, \quad i_{sy} = \frac{\beta_y q D_p p_n}{L} \frac{\operatorname{ch} \frac{d}{L}}{\operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}}, \quad (8)$$

$$\beta = \frac{\beta_y}{\beta_0}, \quad \beta_0 = 1 + \frac{p(0)}{p(0) + N_g}, \quad \beta_y = 1 + \frac{p_0}{p_0 + N_g}, \quad \eta = \frac{j_s}{j_{sy}}.$$

Из выражений (6) и (7) видно, что граничные значения дырок в нашем случае, в отличие от обычных результатов, являются одновременно функциями токов, протекающих через оба перехода.

Если в (6) и (7) положить $j_y = 0$ (отсутствует управляющий инжектор), то получим, как ожидалось, ранее известные зависимости:

$$\Delta p(0) = \frac{j}{j_s} p_n. \quad (9)$$

Следовательно, плотность концентрации дырок в произвольной точке квазинейтральной области базы диода будет всегда больше, когда имеется управляющий p - n -переход, чем в случае отсутствия его.

§ 2. Расчет падения напряжения

Когда не нарушается распределение Больцмана, доля падения напряжения на основном (V_{pn}) и управляющем (V_{pny}) p - n -переходах, соответственно, имеют вид:

$$V_{pn} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{j + j_y \eta}{j_s} \right), \quad (10)$$

$$V_{pny} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j_{sy}} \right). \quad (11)$$

Падение напряжения в базе определяется интегралом

$$V = \int_0^d E dx = V_{D1} + V_{D2} + V_{I1} + V_{I2}. \quad (12)$$

Здесь V_{D1} , V_{D2} — демберовские падения напряжения в первой и второй базах соответственно:

$$V_{D1} = \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{(j + C \cdot j_s) \tau^{-1} + j_y}{\beta j + C \cdot j_{sy} + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}, \quad (13)$$

$$V_{D2} = \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \left(1 + \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_{sy}} \right), \quad (14)$$

V_{D1} , V_{D2} — падения напряжений, обусловленные токовым электрическим полем в первой (V_{D1}) и во второй (V_{D2}) базах диода.

Они равны

$$V_{D1} = \frac{jL}{du_p(b+1)p_n} \int_0^{d_0} \frac{dx}{Ae^{-\frac{x}{L}} + Be^{\frac{x}{L}} + C}, \quad (15)$$

$$V_{D2} = \frac{(j + j_y)L}{qu_p(b+1)p_n\sqrt{C^2 + \vartheta^2}} \times \\ \times \ln \frac{(\sqrt{\vartheta^2 + C^2} + \vartheta - C)(\sqrt{\vartheta^2 + C^2} - \vartheta e^{-\frac{d-d_0}{L}} + C)}{(\sqrt{\vartheta^2 + C^2} - \vartheta + C)(\sqrt{\vartheta^2 + C^2} + \vartheta e^{-\frac{d-d_0}{L}} - C)}, \quad (16)$$

где

$$C = 1 + \frac{b}{b+1} \frac{N_g}{p_n}, \quad \vartheta = \frac{j\beta + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j_{sy} \operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}}, \quad (17)$$

$$A = \frac{\Delta p(0) e^{\frac{d_0}{L}} - \Delta p_0}{2p_n \operatorname{sh} \frac{d_0}{L}}, \quad B = -\frac{\Delta p(0) e^{-\frac{d-d_0}{L}} - \Delta p_0}{2p_n \operatorname{sh} \frac{d_0}{L}}.$$

Значение интеграла (15) зависит от знаков A и B ($C > 0$) и соотношения между ними [5]. Из (17) видно, что возможны случаи $A \geq 0$, $B \geq 0$.

С другой стороны, согласно (2) и (4) находим, что ток $j > 0$ (что должно заведомо быть), если выполняется

$$\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} > \frac{\Delta p_0}{\Delta p(0)}. \quad (18)$$

Так как $\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} < e^{\frac{d_0}{L}}$, то, следовательно, в нашем случае всегда $A > 0$. Но в зависимости от соотношения между $\Delta p(0)$, Δp_0 и $\frac{d_0}{L}$ может иметь место $B \geq 0$.

Коэффициент B будет положительным при $\frac{\Delta p_0}{\Delta p(0)} > e^{-\frac{d_0}{L}}$ или

$$j < j_y \beta^{-1} e^{\frac{d}{L}} \operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}. \quad (19)$$

Т. е. $B > 0$ соответствует случаю, когда ток через основной переход будет гораздо меньше, чем ток в управляющей цепи.

Тогда значение интеграла (15) будет иметь вид

$$V_{II} = \frac{2jL}{qu_p(b+1)p_n\sqrt{\Delta}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\Delta} \operatorname{sh} \frac{d_0}{L}}{\delta + \delta_0}, \quad (20)$$

где

$$\Delta = \frac{1}{d_s^2} \left(\eta j_y + j e^{\frac{d}{L}} \operatorname{sh} \frac{d}{L} \right) \left(\eta j_y - j e^{-\frac{d}{L}} \operatorname{sh} \frac{d}{L} \right) - C^2, \quad (21)$$

$$\delta = \frac{1}{j_s} \left[(1 + \beta \eta) j + 2 \eta j_y \operatorname{ch}^2 \frac{d_0}{2L} \right], \quad \delta_0 = 2C \cdot \operatorname{ch}^2 \frac{d_0}{2L}.$$

Если $B < 0$, т. е. когда между токами основного и управляющего переходов выполняется условие, обратное (19), вместо (20) получим

$$V_{II} = \frac{jL}{qu_p(b+1)p_n\sqrt{\Delta'}} \ln \frac{(\sqrt{\Delta'} + 2B e^{\frac{d_0}{L}} - C)(\sqrt{\Delta'} - 2B + C)}{(\sqrt{\Delta'} - 2B e^{\frac{d_0}{L}} + C)(\sqrt{\Delta'} + 2B - C)}, \quad (22)$$

где

$$2B = \left(j \frac{e^{-\frac{d}{L}}}{\operatorname{sh} \frac{d}{L}} - \eta j_y \right) / j_s,$$

$$\Delta' = \frac{1}{j_s^2} \left(j \frac{e^{\frac{d}{L}}}{\operatorname{sh} \frac{d}{L}} + \eta j_y \right) \left(j \frac{e^{-\frac{d}{L}}}{\operatorname{sh} \frac{d}{L}} - \eta j_y \right). \quad (23)$$

§ 3. Обсуждение результатов

Схема подключения прибора в цепь показана на рис. 16. Цепь, состоящая из внешнего источника E , постоянного сопротивления R и p - n -перехода с полной базой ($0d$), называется „основной“. Последовательно включенные E_y , R_y , кольцеобразный p - n -переход с толщиной второй базы $(d-d_0)$ составляют „управляющую“ цепь. Мы сохраняем сложившиеся названия [3, 4], хотя функции этих цепей меняются, т. е.

характеристика одной из приведенных цепей всегда управляется параметрами другой цепи.

Вольт-амперную характеристику основной цепи можно исследовать при постоянных V_y и j_y . В свою очередь, характеристику управляющей цепи можно получить при взятом за параметр V или j . Здесь рассматриваются случаи, когда j , V_y не меняются.

а) *Вольт-амперная характеристика управляющей цепи при $j = \text{const}$*

Ток, протекающий через основную цепь j , поддерживается постоянным. Когда напряжение, приложенное к управляющей цепи, мало или равно нулю, кольцеобразный $p-n$ -переход оказывается обратно включенным и ток через него протекает в запорном направлении. С ростом V_y этот ток уменьшается (по абсолютной величине) и при определенном значении V_y^0 будет равным нулю. Дальнейший рост V_y ($V_y > V_y^0$) приводит к отпираанию управляющего $p-n$ -перехода и начинается инжекция дырок в базу. Происходит сильная модуляция базы, причем V_y уменьшается с ростом тока j_y . Для определения этой закономерности вычислим падение напряжения в управляющей цепи в зависимости от j_y и параметров диода. Очевидно

$$V_y = V_{pny} + V_{D2} + V_{I2}, \quad (24)$$

где V_{pny} , V_{D2} и V_{I2} даны выражениям (11), (15) и (17) соответственно.

Напряжение V_y^0 определяем из (24), полагая $j_y = 0$.
Имеем

$$V_y^0 = \frac{kT}{q} \ln \left\{ \left(1 + \beta \frac{j}{j_{sy}} \right) \left(1 + \beta \frac{j}{C j_{sy}} \right)^{\frac{b-1}{b+1}} \right\} + \\ + \frac{j_p L}{V_{\theta_0^2 + 1}} \ln \frac{(V_{\theta_0^2 + 1} + \theta_0 - 1)(V_{\theta_0^2 + 1} - \theta_0 e^{-\frac{d-d_0}{L}} + 1)}{(V_{\theta_0^2 + 1} - \theta_0 + 1)(V_{\theta_0^2 + 1} + \theta_0 e^{-\frac{d-d_0}{L}} - 1)}, \quad (25)$$

где

$$\theta_0 = \frac{\beta j}{C \cdot j_{sy} \operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}}.$$

V_y^0 будет тем больше, чем меньше проводимость исходного материала $\left(\frac{1}{\rho}\right)$ и чем больше величина тока основной цепи j , взятого за параметр.

Если удовлетворяется условие

$$j\beta + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} > C \cdot d_{sy}, j_{sy} \operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}, \quad (26)$$

то выражение (24) можно заменить следующим:

$$V_y = \frac{kT}{q} \left\{ a + \frac{2}{b+1} \left(b + \operatorname{ch} \frac{d}{L} \cdot \frac{i + j_y}{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \right) \ln \frac{j\beta + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_{sy} \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}} \right\}. \quad (27)$$

Здесь

$$a = \ln C + \frac{4b}{b+1} \ln \operatorname{ch} \frac{d-d_0}{2L}.$$

Заметим, что при $j=0$ зависимости (24) или (27) будут соответствовать вольт-амперной характеристике обычного диода.

Напряжение управляющей цепи V_y будет падать с ростом тока до точки, в которой

$$\frac{dV_y}{dj_y} = 0. \quad (28)$$

Исходя из этого, при выполнении неравенства (26) находим из (24) зависимость тока $j_{y \min}$, соответствующего $V_{y \min}$, от параметров диода в виде

$$\frac{\beta j + j_{y \min} \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_{sy} \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}} = \exp \left\{ \frac{(j + j_{y \min}) \operatorname{ch} \frac{d}{L} + 2b\beta^{-1} \left(\beta j + j_{y \min} \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right)}{(j + j_{y \min}) \operatorname{ch} \frac{d}{L} - \beta j - j_{y \min} \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \right\}, \quad (29)$$

Величина $V_{y \min}$ вычисляется из (27) с учетом значения $j_{y \min}$ по (29).

Дальнейшая ($V_y > V_{y \min}$) зависимость j_y от V_y будет такой же, как и в обычном диоде.

На рис. 2 приведены графики, построенные по формулам (24) и (27) для n - Se с параметрами $N_g = 4 \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{см}^3}$; $d=0,2 \text{ см}$; $\frac{d-d_0}{L} = 1,5$; $\frac{d_0}{L} = 2$ при различных значениях j .

Малое отношение V_y^0 к $V_{y \min}$ объясняется предварительной модуляцией проводимости второй базы носителями, инжектированными основным p - n -переходом.

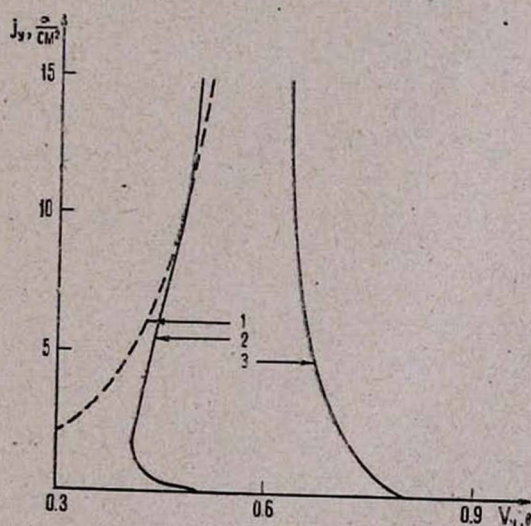


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика управляющей цепи.

Кривая 1— $j=0$, 2— $j=1,46 \frac{\alpha}{\text{см}^2}$, 3— $j=14,6 \frac{\alpha}{\text{см}^2}$.

б) Вольт-амперная характеристика основной цепи
при $V_y = \text{const}$

Зависимость j от V при V_y взятом за параметр в общем виде имеет вид

$$V = V_y + V_{II} + \frac{kT}{q} \ln \frac{(j + j_s) \tau^{-1} + j_y}{\beta j + j_{sy} + j_y \text{ch} \frac{d_0}{L}} + \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{(j + Cj_s) \tau^{-1} + j_y}{\beta j + Cj_{sy} + j_y \text{ch} \frac{d_0}{L}}. \quad (30)$$

Когда V мало (или равно нулю) ток через основную цепь будет протекать в обратном направлении, показанном на рис. 16. С ростом V ток j уменьшается и при определенном V_0 он будет равным нулю. Это напряжение V_0 (напряжение отпирания основного p - n -перехода) определяется из (30) при $j=0$:

$$V_0 = V_y - \frac{kT}{q} \ln \frac{j_{sy} + j_{y0} \text{ch} \frac{d_0}{L}}{j_s + \eta j_{y0}} \tau - \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{Cj_{sy} + j_{y0} \text{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_s + \eta j_{y0}} \tau. \quad (31)$$

Соответствующие j_{y0} можно определить из (24), полагая $j=0$.

С дальнейшим ростом V начинается инъекция дырок основным инжектором в базу, и направление тока соответствует указанному стрелками на рис. 16. Именно для такого режима работы прибора применима предлагаемая теория.

Проводимость первой базы во время отпирания основного p - n -перехода будет гораздо большей, по сравнению с проводимостью обычного диода, за счет предварительной модуляции базы управляющим электродом благодаря чему ток в основной цепи резко увеличивается с ростом V .

В этом можно убедиться, вычисляя сопротивление толщи по известной зависимости

$$R = \frac{1}{qu_p (b+1) s} \int_0^{d_0} \frac{dx}{p + \frac{bN_g}{b+1}}. \quad (32)$$

В случае $j=0$ значение этого интеграла равно

$$R_{0d_0} = \frac{R_{0d_0}^0}{1 + \frac{j_{y0}}{C \cdot j_{sy}} \text{ch} \frac{d_0}{L}}, \quad (33)$$

где $R_{0d_0}^0$ — сопротивление $0d_0$ области исходного материала. Степень модуляции проводимости ($R_{0d_0}^0/R_{0d_0}$) будет тем выше, чем больше j_{y0} (V_y) и меньше C .

До нарушения условий (19) и при выполнении (26) вольт-амперная характеристика основной цепи имеет вид

$$V = V_y + \frac{2Lj}{qu_p (b+1) p_n \sqrt{\Delta}} \text{arc tg} \frac{\sqrt{\Delta} \text{sh} \frac{d_0}{L}}{\delta + \delta_0} -$$

$$-\frac{2b}{b+1} \frac{kT}{q} \ln \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j\eta^{-1} + j_y}, \quad (34)$$

где Δ , δ и δ_0 даны в (21).

Связь между j и j_y в общем виде определяется из зависимости (24). Последнюю в предложении (26), можно записать в упрощенной форме

$$\frac{j\beta + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_{sy} \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}} = \exp \left\{ \frac{(b-1) \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right) \left(\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right)}{2b \left(\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) + \beta_y (j + j_y) \operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right\}. \quad (35)$$

С ростом j условие (19) меняется на обратное.

Тогда, вместо (34) имеем

$$V = V_y - \frac{2b}{b+1} \frac{kT}{q} \ln \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j\eta^{-1} + j_y} + \\ + \frac{jL}{q\mu_p(b+1) p_n \sqrt{\Delta'}} \ln \frac{(\sqrt{\Delta'} + 2B e^{\frac{d_0}{L}} - C)(\sqrt{\Delta'} - 2B + C)}{(1 - \sqrt{\Delta'} - 2B e^{\frac{d_0}{L}} + C)(\sqrt{\Delta'} + 2B - C)}, \quad (36)$$

где Δ' и B даны в (23).

Связь между токами j и j_y по-прежнему определяется из выражения (35).

С ростом V увеличивается потенциал внутри полупроводника (и, в частности, в точке d_0), препятствующий дальнейшей инжекции дырок управляющим электродом. При определенном значении V управляющий p - n -переход становится запертым, и дальнейшая зависимость j от V будет аналогична вольт-амперной характеристике обычного диода. Она получается из (36) при $j_y = 0$ подстановкой вместо V_y выражения (24).

В переходной области (от отпирания основного p - n -перехода до запираания управляющего инжектора) на характеристике прибора наблюдается N -образный отрицательный участок.

Экстремальные значения j определяются согласно условию $\frac{dV}{dj} = \infty$ из (30) и (24). При выполнении (26), находим:

$$j_{\max} = \frac{C \cdot j_{sy} \cdot \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}}{\beta + v_1 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \exp \left\{ \frac{(b+1) \left(\beta + v_1 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right)}{2b \left(\beta + v_1 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) + \beta_y (1 + v_1) \operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right\}, \quad (37)$$

$$j_{\min} = \frac{C \cdot j_{sy} \cdot \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}}{\beta + v_2 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \exp \left\{ \frac{(b+1) \left(\beta + v_2 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right)}{2b \left(\beta + v_2 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) + \beta_y (1 + v_2) \operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right\},$$

где

$$v_{1,2} = \frac{\beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L} \left(\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} - \beta \right)}{\left(\beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L} + 2b \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right)^2} \left(\left(\frac{qV_y}{kT} - a \right) (b+1) \right) \left[1 \pm \right. \\ \left. \pm \sqrt{1 - 4 \frac{2b \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} + \beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right) (b+1)}} \right] - \frac{2b\beta + \beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} - \beta} \quad (38)$$

v_1 берется со знаком (+) перед квадратным корнем, а v_2 с минусом. При этом отношение

$$\frac{j_{\max}}{j_{\min}} \approx \frac{\beta + v_2 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{\beta + v_1 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \exp \left\{ \frac{(b+1) \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right) \left(\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} - \beta \right)}{2\beta \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} + \beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right\} \quad (39)$$

будет тем больше, чем больше $\frac{d_0}{L}$, V_y и меньше a . Величина a будет малой, если проводимость исходного материала близка к собственной.

Механизм появления N -образной характеристики состоит в следующем. До отпираания основного p - n -перехода базы в зависимости от параметров диода и V_y оказываются в той или иной степени промодулированными благодаря инъекции из управляющего электрода. С ростом V инъекция из управляющего p - n -перехода уменьшается. Пока j гораздо меньше j_y , это уменьшение будет слабым. Поэтому j еще растет с ростом V . Когда токи j и j_y становятся одного порядка, инъекционная способность управляющего p - n -перехода быстро убывает с V и сопротивление баз резко возрастает.

Другими словами, происходит демодуляция проводимости базы. В последнем случае уход неравновесных носителей из базы преобладает над их поступлением.

На рис. 3 приведены графики, построенные по формулам (34),

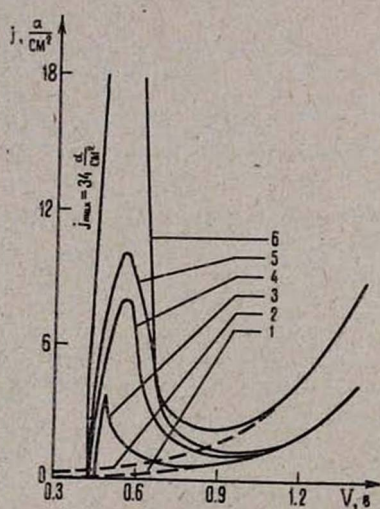


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика основной цепи.

Кривые 4, 5, 6 — $\frac{d_0}{L} = 3$; 3 — $\frac{d_0}{L} = 2,5$

1, 3, 4, 6 — $N_g = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$;

2, 5 — $N_g = 7,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ 4 — $V_y = 0,5 \text{ в}$;

3, 5, 6 — $V_y = 0,6 \text{ в}$.

(35) и (36) для n -типа Ge с параметрами $d = 0,2 \text{ см}$: $\frac{d}{L} = 3,5$ при различных значениях N_g , $\frac{d_0}{L}$ и V_y .

Как указывалось выше, такие S - и N -образные характеристики можно получить и на двухбазовом диоде [1, 2]. В нашей модели омический контакт [1, 2] в точке $x=0$ заменен p - n -переходом. Вследствие этого все результаты, приведенные в данной работе, являются функциями тока через оба p - n -перехода и тем самым отличаются от результатов работы [1, 2]. Зависимость j от V (согласно (20)), описывающую основную часть N -образной характеристики, невозможно получить для модели [1, 2]. При замене омического контакта на выпрямляющий отношение $\frac{j_{\max}}{j_{\min}}$ согласно нашим расчетам резко увеличивается, что находится в качественном согласии с результатами работы [4].

Развитая теория может быть качественно применена и в случае диода с точечным управляющим инжектором, а также с p -типом базы.

Институт радиопизики и электроники

АН АрмССР

Поступила 30 мая 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. П. Штаер, В. И. Стафеев, Радиотехника и электроника, 8, 7, 1199 (1963)
2. А. П. Штаер, В. И. Стафеев, Радиотехника и электроника, 9, 6, 1040 (1964).
3. Йо, Зарубежная радиотехника, № 4 (1962).
4. Б. А. Атакулов, автореферат на соискание ученой степени кандидата Ф.-т. наук, Ташкент (1965).
5. Г. М. Авакянц, Г. Хашимов, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 85 (1966).

ՄԵԿ ՂԵԿԱՎԱՐՈՂ ԻՆՅԵԿՏՈՐ ՈՒՆԵՅՈՂ ԴԻՈԴԻ ՎՈՒՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Ղ. ՀԱՇԻՄՈՎ

Տեսականորեն հետազոտված է մեկ ղեկավարող ինյեկտոր ունեցող դիոդի կալուն վոլտ-ամպերային բնութագիրը:

Հաստատուն լարման դեպքում, որը կիրառվում է ղեկավարող շղթային, հիմնական շղթայի բնութագրի վրա առաջանում է N — տիպի հատված, որի միարժեք չէ ըստ հոսանքի:

Ղեկավարող շղթայի բնութագիրը, այն դեպքում, երբ իրեն պարամետր վերցված է հոսանքը, հանդիսանում է S -տիպի, այսինքն ոչ միարժեք ըստ լարման:

ON VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC OF DIODE WITH A CONTROL INJECTOR

G. M. AVAKIANTS and G. HASHIMOV

The statistical volt-ampere characteristic of diode with a control injector is investigated theoretically. When the voltage on control circuit is constant an N -type section (ambiguous with respect to the current) appears on the characteristic of the main circuit. The characteristic of the control circuit is S -type (ambiguous with respect to the voltage) when the current of the main circuit is considered as a parameter.