

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ *p-n-p-n-p*-СТРУКТУРЫ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. С. КАРАЯН, А. А. ДЖЕРЕДЖЯН

Получены формулы для полного дифференциального сопротивления пятислойной структуры и дифференциальных сопротивлений ее отдельных *p-n*-переходов. Показано существование участка отрицательного дифференциального сопротивления (ОС) на вольт-амперной характеристике (ВАХ) и доказана теорема, определяющая необходимые условия для возникновения ОС. Проанализирована роль эмиттерных переходов в случае диодного включения.

Показано, что инверсия знака напряжения на четвертом переходе невозможна, а для инверсии на втором переходе необходимо выполнение условия $\beta_2 + \beta_3 > 1$.

В области физики пятислойных структур существует небольшое число работ [2, 5, 7], которые носят экспериментальный характер с качественным объяснением результатов. В настоящей работе развивается теория пятислойных структур на основе методики, развитой в [4] для *p-n-p-n*-структуры.

Рассмотрим одномерную модель (рис. 1) с однородным распределением примесей в базах, где считается выполненным условие квазинейтральности. Так как нас интересуют электрофизические свой-

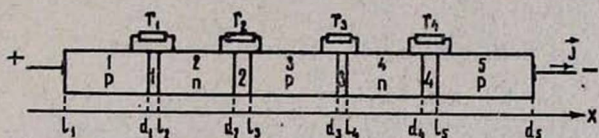


Рис. 1. Одномерная модель пятислойной *p-n-p-n-p*-структуры.

ства структуры, характеризующиеся, в основном, процессами в переходах и взаимосвязью последних, то считаем все базы низкоомными (высоколегированными) и относительно короткими ($W/L < 3+4$), контакты слева и справа — чисто омическими.

Статическая ВАХ структуры определяется системой уравнений

$$j_n = e\mu_n n E + e D_n \frac{dn}{dx},$$

$$j_p = e\mu_p p E - e D_p \frac{dp}{dx},$$

$$j = j_n + j_p = \text{const},$$

$$\frac{dj_n}{dx} = e \frac{n - n_p}{\tau_n}, \quad (1)$$

$$\frac{dj_p}{dx} = -e \frac{p - p_n}{\tau_p},$$

$$\operatorname{rot} E = 0,$$

$$n = p + \chi,$$

где χ — концентрация примесей в базе, x — координата, по направлению которой течет ток, e — заряд дырки, остальные обозначения общепринятые.

Первые два уравнения в (1) определяют соответственно электронный и дырочный токи в базах, третье — плотность полного тока, четвертое и пятое — уравнения непрерывности, шестое — потенциальность электрического поля, а последнее — условие квазинейтральности.

Система (1) при определенных граничных условиях позволяет однозначно определить искомые величины в зависимости от j и x . Решим задачу при низких уровнях инжекции, когда концентрации избыточных носителей в базах намного меньше концентрации примесей.

Уравнения для концентраций неосновных носителей в p - и n -базах в диффузионном приближении соответственно имеют вид

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{n - n_p}{L_n^2}, \quad (2)$$

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{L_p^2}. \quad (3)$$

Их решения для различных баз запишутся в виде

$$n(x) = n_{p1} + \frac{n(l_1) - n_{p1}}{\operatorname{sh} \eta_1} \operatorname{sh} \frac{d_1 - x}{L_{n1}} + \frac{n(d_1) - n_{p1}}{\operatorname{sh} \eta_1} \operatorname{sh} \frac{x - l_1}{L_{n1}}, \quad x \in [l_1, d_1], \quad (4)$$

$$p(x) = p_{n1} + \frac{p(l_2) - p_{n1}}{\operatorname{sh} \eta_2} \operatorname{sh} \frac{d_2 - x}{L_{p1}} + \frac{p(d_2) - p_{n1}}{\operatorname{sh} \eta_2} \operatorname{sh} \frac{x - l_2}{L_{p1}}, \quad x \in [l_2, d_2], \quad (5)$$

$$n(x) = n_{p2} + \frac{n(l_3) - n_{p2}}{\operatorname{sh} \eta_3} \operatorname{sh} \frac{d_3 - x}{L_{n2}} + \frac{n(d_3) - n_{p2}}{\operatorname{sh} \eta_3} \operatorname{sh} \frac{x - l_3}{L_{n2}}, \quad x \in [l_3, d_3], \quad (6)$$

$$p(x) = p_{n2} + \frac{p(l_4) - p_{n2}}{\operatorname{sh} \eta_4} \operatorname{sh} \frac{d_4 - x}{L_{p2}} + \frac{p(d_4) - p_{n2}}{\operatorname{sh} \eta_4} \operatorname{sh} \frac{x - l_4}{L_{p2}}, \quad x \in [l_4, d_4], \quad (7)$$

$$n(x) = n_{p3} + \frac{n(l_5) - n_{p3}}{\operatorname{sh} \eta_5} \operatorname{sh} \frac{d_5 - x}{L_{n3}} + \frac{n(d_5) - n_{p3}}{\operatorname{sh} \eta_5} \operatorname{sh} \frac{x - l_5}{L_{n3}}, \quad x \in [l_5, d_5], \quad (8)$$

где $\eta_i = (d_i - l_i)/L_i$, $i = 1, 2, \dots, 5$.

В (4)–(8) содержатся десять постоянных интегрирования. Для их определения предполагаем прежде всего, что на границах эмиттерных переходов имеет место распределение Больцмана, так как при низком уровне инжекции плотность тока мала. Кроме того, на границах коллекторных переходов используем условия, вытекающие из рассмотрения потоков дырок и электронов через них. А именно,

$$p(d_2) = j_p(d_2)/ev_{p1} + p_{p2} \exp(-eV_2/kT), \quad (9)$$

$$n(l_3) = j_n(l_3)/ev_{n1} + n_{n1} \exp(-eV_2^0/kT), \quad (10)$$

$$p(d_4) = j_p(d_4)/ev_{p2} + p_{p2} \exp(-eV_4^0/kT), \quad (11)$$

$$n(l_5) = j_n(l_5)/ev_{n2} + n_{n2} \exp(-eV_4^0/kT), \quad (12)$$

где $v_{p,n} = \mu_{p,n} \cdot \bar{E} \frac{1}{1 - \exp(-eV_{2,4}^0)}$, $\bar{E}$ — среднее электрическое поле в коллекторных переходах, V_i^0 — полное напряжение на i -ом коллекторном переходе ($V_i^0 = V_{i \text{ конт}} + V_i$), $V_{i \text{ конт}}$ — контактная разность потенциалов, V_i — внешнее напряжение.

Следуя Са, Нойсу и Шоу [1], при напряжении $V_i > kT/e$ на i -ом эмиттерном переходе рекомбинационный ток положим равным

$$I_{i \text{ рек}}(V_i) = I_i \exp(eV_i/2kT), \quad (13)$$

где $i = 1, 3$. В (13) I_i — слабо зависящие от V_i функции. Ток тепловой генерации через коллекторные переходы можно записать так

$$I_{i \text{ ген}}(V_i) = f_i(l_{i+1}) \int_{d_i}^{l_{i+1}} eG_i/f_i(x) dx.$$

Здесь $i = 2, 4$, G_i при $V_i > kT/e$ практически постоянны,

$$f_i(x) = \exp\left[-\int_{d_i}^x (\alpha_{in} - \alpha_{ip}) dt\right], \quad (14)$$

$\alpha_{in,p}[E(x)]$ — коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок на i -ом коллекторном переходе.

Используя полученные формулы (4)–(11) и постоянство тока в четырех переходах, приходим к системе уравнений, записанных для каждого перехода в порядке их следования от первого до четвертого,

$$J = i_1(\xi_1 - 1) + \beta_2 i_1(1 - \xi_2) + I_1 \xi_1^{1/2} + V_1/r_1, \quad (15)$$

$$J(1 - m_1) = \beta_2 i_1(\xi_1 - 1) + \beta_3 i_3(\xi_3 - 1) + \theta_1(1 - \xi_2) + I_2 + V_2/r_2, \quad (16)$$

$$J = i_3(\xi_3 - 1) + \beta_3 i_3(1 - \xi_2) + \beta_4 i_3(1 - \xi_4) + I_3 \xi_3^{1/2} + V_3/r_3, \quad (17)$$

$$J(1 - m_2) = \beta_4 i_3(\xi_3 - 1) + \theta_2(1 - \xi_4) + I_4 + V_4/r_4, \quad (18)$$

где r_i — омическое сопротивление (утечка) на i -ом переходе,

$$m_1(V_2) = f_2(l_3) \int_{d_2}^{l_3} \alpha_{2n}(x)/f_2(x) dx, \quad (19)$$

$$m_2(V_4) = f_4(l_5) \int_{d_4}^{l_5} \alpha_{4n}(x)/f_4(x) dx$$

и характеризуют процессы лавинного умножения в коллекторных переходах,

$$\xi_{1,3} = \exp(eV_{1,3}/kT), \quad \xi_{2,4} = \exp(-eV_{2,4}/kT),$$

$$i_{01,3,5} = \frac{kT \mu_{n1,2,3} n_{p1,2,3}}{L_{n1,2,3} \operatorname{sh} \eta_{1,3,5}}, \quad i_{02,4} = \frac{kT \mu_{p1,2} p_{n1,2}}{L_{p1,2} \operatorname{sh} \eta_{2,4}},$$

$$i_1 = i_{01}^+ + i_{02}^+ - \frac{i_{02}^2}{i_{02}^+ + ev_{p1} p_{n1}}, \quad i_3 = i_{03}^+ + i_{04}^+ - \frac{i_{03}^2}{i_{03}^+ + ev_{n2} n_{p2}} - \frac{i_{04}^2}{i_{04}^+ + ev_{p2} p_{n2}},$$

$$\beta_{2,4} = \frac{i_{02,4}/i_{1,3}}{1 + i_{02,4}^+/ev_{p1,2} p_{n1,2}}, \quad \beta_{3,5} = \frac{i_{03,5}/i_{3,5}}{1 + i_{03,5}^+/ev_{n1,2} n_{p2,3}}, \quad (20)$$

$$\theta_{1,2} = i_{1,3} \beta_{2,4} f_{2,4}(I_{3,5}) + i_{3,5} \beta_{3,5}, \quad i_5 = i_{05}^+ - \frac{i_{05}^2}{i_{05}^+ + ev_{n2} n_{p3}}.$$

Величины с крестом отличаются от соответствующих величин без креста множителем $\operatorname{sh} \eta_l (A_l^+ = A_l \operatorname{ch} \eta_l)$.

Из (20) видно, что все β меньше единицы, а

$$\beta_3 + \beta_4 = \left(\frac{i_{03}}{1 + i_{03}^+/ev_{n1} n_{p2}} + \frac{i_{04}}{1 + i_{04}^+/ev_{p2} p_{n2}} \right) \times \\ \times \left(\frac{i_{03}^+ + i_{03}^2 \operatorname{sh}^2 \eta_3 / ev_{n1} n_{p2}}{1 + i_{03}^+/ev_{n1} n_{p2}} + \frac{i_{04}^+ + i_{04}^2 \operatorname{sh}^2 \eta_4 / ev_{p2} p_{n2}}{1 + i_{04}^+/ev_{p2} p_{n2}} \right)^{-1},$$

откуда вытекает неравенство

$$\beta_3 + \beta_4 < 1. \quad (21)$$

Сумма $\beta_2 + \beta_3$ может быть как больше единицы, так и меньше ее, в зависимости от параметров структуры. В дальнейшем за единицу напряжения примем kT/e .

Если положить $\xi_4 = 1$, то система алгебраических уравнений (15)–(17) будет описывать одноколлекторную четырехслойную структуру p - n - p - n , рассмотренную в [4], а если положить $\xi_1 = 1$ — то двухколлекторную четырехслойную структуру, рассмотренную в [6].

Система (15)–(18) полностью характеризует ВАХ пятислойной структуры при низком уровне инжекции. Из нее вытекают следующие дифференциальные сопротивления для переходов:

$$R_1 = \frac{1}{i_1 \xi_1 \Delta} \begin{vmatrix} 1 & \beta_2 & 0 & 0 \\ 1-m_1 & b_1 & \beta_3 & 0 \\ 1 & \beta_3 \gamma & a_2 & \beta_4 \\ 1-m_2 & 0 & \beta_4 & b_2 \end{vmatrix}, \quad R_2 = \frac{1}{i_1 \xi_2 \Delta} \begin{vmatrix} a_1 & 1 & 0 & 0 \\ \beta_2 & 1-m_1 & \beta_3 & 0 \\ 0 & 1 & a_2 & \beta_4 \\ 0 & 1-m_2 & \beta_4 & b_2 \end{vmatrix}, \\ R_3 = \frac{1}{i_3 \xi_3 \Delta} \begin{vmatrix} a_1 & \beta_2 & 1 & 0 \\ \beta_2 & b_1 & 1-m_1 & 0 \\ 0 & \beta_3 \gamma & 1 & \beta_4 \\ 0 & 0 & 1-m_2 & b_2 \end{vmatrix}, \quad R_4 = \frac{1}{i_3 \xi_4 \Delta} \begin{vmatrix} a_1 & \beta_2 & 0 & 1 \\ \beta_2 & b_1 & \beta_3 & 1-m_1 \\ 0 & \beta_3 \gamma & a_2 & 1 \\ 0 & 0 & \beta_4 & 1-m_2 \end{vmatrix}, \quad (22)$$

$$\text{где } \alpha_{1,2} = 1 + \xi_{1,3}^{1/2} \delta_{1,3}/2 + kT/\xi_{1,3} r_{1,3} e i_{1,3},$$

$$b_{1,2} i_{1,3} = \theta_{1,2} + j m_{1,2}/\xi_{2,4} + kT/\xi_{2,4} r_{2,4} e, \quad \gamma = i_3/i_1,$$

$$\Delta = \begin{vmatrix} \alpha_1 & \beta_2 & 0 & 0 \\ \beta_2 & b_1 & \beta_3 & 0 \\ 0 & \beta_3 \gamma & a_2 & \beta_4 \\ 0 & 0 & \beta_4 & b_2 \end{vmatrix}.$$

Штрих над величинами означает производную по их аргументу.

В общем случае формулы (22) выражают функциональные зависимости дифференциальных сопротивлений от плотности тока и напряжений на переходах.

Предположим, что в эмиттерных переходах главную роль играет рекомбинационный процесс, т. е. $r_1 = r_3 = \infty$. Из (15)–(18) найдем тогда

$$\xi_1 = (\lambda_1 - \delta_1/2)^2, \quad \xi_3 = (\lambda_3 - \delta_3/2)^2, \quad (23)$$

$$R_1 = \frac{1 - \beta_2 i_1 \xi_2 R_2}{i_1 \lambda_1 (\lambda_1 - \delta_1/2)}, \quad R_2 = \frac{1 - \beta_3 i_3 \xi_2 R_2 - \beta_4 i_3 \xi_4 R_4}{i_3 \lambda_3 (\lambda_3 - \delta_3/2)}, \quad (24)$$

$$R_2 = (g_1 + \mu_1 + \nu_1 R_4)/c_1, \quad (25)$$

$$R_4 = (g_2 + \mu_2 + \nu_2 R_2)/c_2, \quad (26)$$

где

$$\lambda_1^2 = 1 + j/i_1 + \delta_1^2/4 - \beta_2(1 - \xi_2),$$

$$\lambda_3^2 = 1 + j/i_3 + \delta_3^2/4 - \beta_3(1 - \xi_2) - \beta_4(1 - \xi_4),$$

$$g_1 = 1 - \beta_2 - \beta_3 - m_1, \quad g_2 = 1 - \beta_4 - m_2,$$

$$c_1 = I_2 + kT/er_2 + j m_1' + \xi_2(\theta_1 - \beta_2^2 i_1 - \beta_3^2 i_3 + \beta_2^2 i_3 \delta_1/2\lambda_1 + \beta_3^2 i_3 \delta_3/2\lambda_3),$$

$$c_2 = I_4 + kT/er_4 + j m_2' + \xi_4(\theta_2 - \beta_4^2 i_3 + \beta_4^2 i_3 \delta_3/2\lambda_3),$$

$$\mu_1 = \beta_3 \delta_3/2\lambda_3 + \beta_2 \delta_1/2\lambda_1, \quad \mu_2 = \beta_4 \delta_3/2\lambda_3,$$

$$\nu_1 = \beta_3 \beta_4 i_3 \xi_4 (1 - \delta_3/2\lambda_3), \quad \nu_2 = \beta_3 \beta_4 i_3 \xi_2 (1 - \delta_3/2\lambda_3).$$

Предположим, что параметры структуры позволяют выполнение неравенства $\beta_2 + \beta_3 < 1$. В этом случае имеет место следующая теорема.

Теорема. Для того, чтобы дифференциальное сопротивление второго коллекторного перехода было бы отрицательным ($R_2 < 0$), необходимо выполнение неравенства $g_1 < 0$, или $m_1 > 1 - \beta_2 - \beta_3$.

Доказательство. Предположим противное. Пусть $g_1 > 0$ при $R_2 < 0$. Как это следует из (25), R_2 может быть отрицательным, если и $R_4 < 0$, так как c_1, μ_1, ν_1 — положительные. Допустим при $j = j_{4\text{cp}}$ наступает срыв на четвертом переходе, т. е. $R_4(j_{4\text{cp}}) = 0$, а $R_4(j > j_{4\text{cp}}) < 0$ (рис. 2).

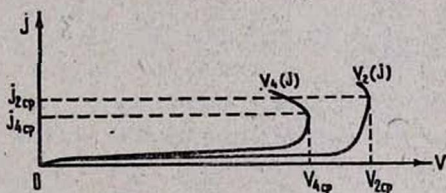


Рис. 2. Качественные вспомогательные кривые ВАХ коллекторных переходов пятислойной р-п-р-п-р-структуры в доказательстве теоремы.

В этом случае срыв на втором переходе может наступить только при токе $j = j_{2\text{ ср}} > j_{4\text{ ср}}$, причем

$$|R_4(j_{2\text{ ср}})| = \frac{g_1(j_{2\text{ ср}}) + \mu_1(j_{2\text{ ср}})}{\nu_1(j_{2\text{ ср}})}.$$

Далее, очевидно, что

$$R_2(j) \begin{cases} < 0 & \text{при } j > j_{2\text{ ср}}, \\ > 0 & \text{при } j < j_{2\text{ ср}}. \end{cases}$$

Таким образом, $R_4(j) < 0$ и $R_2(j) > 0$, если $j \in [j_{4\text{ ср}}, j_{2\text{ ср}}]$, и $R_2, R_4 < 0$ при $j > j_{2\text{ ср}}$. Как видно из (26), для того, чтобы R_4 стало отрицательным, необходимо выполнение условия $g_2 < 0$, так как c_2, ν_2, μ_2 — положительные величины. Но $g_2 < 0$ означает наличие лавинного умножения носителей на четвертом коллекторном переходе, причем $m_2 > 1 - \beta_4$, т. е. $V_4 \gg 1$.

Теперь оценим знак суммы $\mu_1 + \nu_1 R_4$, если $g_1 > 0$. Имеем

$$(c_1 c_2 - \nu_1 \nu_2)(\mu_1 + \nu_1 R_4) = c_1 \left[c_2 \mu_1 + \nu_1 \mu_2 + \nu_1 \left(1 - \beta_4 + \frac{\beta_4 \beta_3}{2\lambda_3} \right) + \frac{\nu_1 \nu_2}{c_1} g_1 - \nu_1 m_2 \right],$$

или отбрасывая некоторые положительные в правой части члены, получим

$$(c_1 c_2 - \nu_1 \nu_2)(\mu_1 + \nu_1 R_4) \geq c_1 [\mu_1 j m_2' - \nu_1 m_2] \geq c_1 [m_2' - \xi_4 m_2] \beta_3 i_3.$$

Так как $c_1 c_2 > \nu_1 \nu_2$, $m_2' > \xi_4 m_2$, то $\mu_1 + \nu_1 R_4 \geq 0$. Но положительность суммы означает, что $R_2 > 0$, так как $g_1 > 0$ и $(\mu_1 + \nu_1 R_4) \geq 0$, что противоречит нашему предположению об отрицательности R_2 при $g_1 > 0$. Это противоречие доказывает теорему. Условие $g_1 < 0$ означает, что

$$m_1 > 1 - \beta_2 - \beta_3. \quad (27)$$

Аналогичным образом доказывается, что для появления участка с ОС на ВАХ четвертого коллекторного перехода необходимо условие $g_2 < 0$; при этом $\beta_2 + \beta_3 < 1$. Физическое содержание доказанного состоит в следующем: ток в точке l_3 равен $\beta_3 j$ и не зависит от того, каким способом в точках d_3 или d_4 создается такой же ток, а зависит от физических процессов внутри самого перехода "2" и от величины $\beta_2 j + \beta_3 j = (\beta_2 + \beta_3) j$. При $\beta_2 + \beta_3 < 1$ на втором коллекторном переходе необходим некоторый добавочный ток m_j для того, чтобы ток через него равнялся j .

При $\beta_2 + \beta_3 > 1$ эта необходимость исчезает. Член в числителе (25) $\nu_1 R_4$ обусловлен тем свойством эмиттера, что он все время согласованно перераспределяет падение напряжения по переходам. Но этого свойства еще недостаточно для образования ОС на ВАХ коллекторов.

Когда в коллекторных переходах идет процесс лавинного размножения, системы (15)–(18) и (24)–(26) упрощаются при пренебрежении в них членами ξ_2 и ξ_4 по сравнению с единицей:

$$R_1 = 1/i_1 \lambda_1 (\lambda_1 - \delta_1/2), \quad R_3 = 1/i_3 \lambda_3 (\lambda_3 - \delta_3/2), \quad (28)$$

$$R_2 = (g_1 + \mu_1)/c_1, \quad R_4 = (g_2 + \mu_2)/c_2. \quad (29)$$

На основе (28) и (29) составим полное дифференциальное сопротивление структуры

$$R = 1/i_3 \lambda_3 (\lambda_3 - \delta_3/2) + 1/i_1 \lambda_1 (\lambda_1 - \delta_1/2) + \frac{g_1 + \mu_1}{c_1} + \frac{g_2 + \mu_2}{c_2}. \quad (30)$$

Если параметры структуры таковы, что существуют значения тока, при которых только в одном из коллекторов идет процесс лавинного размножения носителей (один из g_1 или g_2 положителен), то постоянство тока в другом коллекторном переходе обеспечивается за счет большого напряжения на нем (рис. 3). Распределение напряжений на коллекторных переходах регулируют эмиттерные переходы.

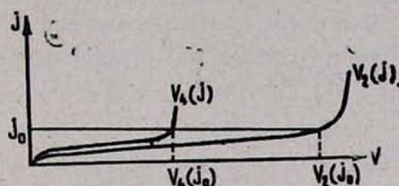


Рис. 3. Качественные ВАХ $V_2(j)$ и $V_4(j)$, когда процесс лавинного размножения носителей идет только на четвертом коллекторном переходе ($g_2 > 0$, $g_1 < 0$).

Из доказанной теоремы вытекает, что при $\beta_2 + \beta_3 < 1$ инверсия знака напряжения на втором переходе будет отсутствовать. В самом деле, при инверсии напряжения последнее должно сначала упасть до нуля, а потом только изменить знак. Это не может произойти, так как уменьшение напряжения на коллекторном переходе повлечет исчезновение размножения, а значит, и предпосылки к возникновению ОС.

Из (25) видно, что при инверсии знака напряжения на втором переходе необходимо условие $\beta_2 + \beta_3 > 1$ ($g_1 < 0$ и $m_1 = 0$). А формула (26) показывает, что инверсии знака напряжения на четвертом переходе не будет, так как при $m_2 = 0$ $g_1 = 1 - \beta_4$ не может стать отрицательным.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 5.V.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. G. T. Sah, R. Noyce, W. Shockley. Proc. IRE, 45, 1228 (1957).
2. Кремниевые вентили. Под редакцией С. Б. Юдицкого, М., Энергия, 1968.
3. Г. М. Авакьянц, Е. В. Лазарев. Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 231 (1968).
4. Г. М. Авакьянц, Е. В. Лазарев. Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 330 (1968).
5. И. В. Стафеев. ФТП, 5, 3, (1971).
6. Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджан. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 44 (1972).
7. И. В. Грехов и др. Сб. Физика р-п-переходов, Рига, 1966.

p-n-p-n-p-ԿԱՌՈՒՑՎԱԾ ՓՆԵՆՐԻ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Հ. Մ. ԴԱՐԱՅԱՆ, Հ. Հ. ԶԵՐԵՋՅԱՆ

Տեսականորեն ստացված են բանաձևեր հնգաշերտ կառուցվածքի և նրա առանձին *p-n*-անցումների դիֆերենցիալ դիմադրությունների համար: Ցույց է տրված նաև, որ շարրորդ անցման վրա ընկած լարման նշանի ինվերսիա հնարավոր չէ, իսկ երկրորդ անցման ինվերսիայի համար անհրաժեշտ է, որպեսզի տեղի ունենա $\beta_2 + \beta_4 > 1$ պայմանը:

Ցույց է տրված վոլտ-ամպերային բնութագրի վրա բացասական դիֆերենցիալ դիմադրության տեղամասի (R^{-}) գոյությունը և ապացուցված է ընդ առաջացման անհրաժեշտ պայմաններ որոշող թեորեմ:

DIFFERENTIAL RESISTANCE OF *p-n-p-n-p*-STRUCTURE

G. M. AVAKIANTS H. S. KARAIAN, H. H. JEREJIAN

Theoretical formulae are obtained for five-layer structure and the differential resistances of separate *p-n* junctions.

The existence of the negative differential resistance (NR) area in voltage-current characteristic is shown, and the theorem specifying the necessary conditions for NR rise is proved. It is also shown, that the inversion of the sign of the tension on the fourth junction is impossible and for the inversion on the second junction the condition $\beta_2 + \beta_4 > 1$ is to be satisfied.