Изв. АН Армянской ССР, Физика, 9, 402—409 (1974)

# ТЕОРИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР В СТАТИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

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

**Выполнен расчет статической вольт-амперной характеристики многослойных структур, когда число чередующихся слоев $p$- и $n$-типа произвольно. Доказан ряд теорем, которые помогают исследовать различные свойства вольт-амперной характеристики (ВАХ) структуры. В примерах проанализированы некоторые механизмы образования участка отрицательного дифференциального сопротивления (ОС) на ВАХ $k$-го обратносмещенного $p$-$n$-перехода.**

Существующие работы [1—9] изучают многослойные структуры, число переходов в которых не превосходит пяти. В [10] рассмотрены супермногослойные структуры, когда пренебрегается влиянием крайних контактов. Методика расчета [9, 10] основана на теории многотранзисторной аналогии (МТА), которая, как известно [8], в общем случае не верна. В настоящей статье изложена теория многослойных структур для произвольного числа слоев.

Рассмотрим структуру, представленную на рисунке. Решая диффузионное уравнение с учетом отклонения от распределения Больцмана у границ коллекторов и закона Кирхгофа [5—8], в силу постоянства полного тока через любое сечение образца для плотностей тока через $p$-$n$-переходы можно написать (обозначения см. в [5, 6]).

$$J = i_k(\xi_k - 1) + \beta_k i_k(1 - \xi_{k-1}) + \beta_{k+1} i_k (1 - \xi_{k+1}) + I_k \xi_k^{1/2} + V_k/r_k S, \tag{1}$$

если $k$-й переход эмиттерный,

$$J = \beta_k i_{k-1} (\xi_{k-1} - 1) + \beta_{k+1} i_k (\xi_{k+1} - 1) + \theta_k (1 - \xi_k) + I_k + m_k J + (1 - m_k) V_k/r_k S, \tag{2}$$

если $k$-й переход коллекторный.

В случае, когда базы низкоомные и относительно короткие, при низком уровне инжекции верно равенство

$$V(J) = \sum_{k=1}^{N} V_k(J). \tag{3}$$

Формулы (1)—(3) описывают ВАХ структуры в параметрической форме.

Исследование алгебраической системы уравнений (1), (2) относительно неизвестных $V_k(J)$ без ЭВМ крайне затруднительно, поэтому рассматриваемую систему будем изучать с помощью дифференциальных сопротивлений (ДС) $p$-$n$-переходов.

Для удобства перейдем к безразмерным величинам: плотности токов будем измерять в единицах $(\max_k i_k)$, напряжение — в $\frac{kT}{e}$, сопротивление — в $kT/e\,(\max_k i_k)$, причем обозначения величин оставим прежними.

Дифференцируя (1) и (2) по $j$, получим

$$a_i^j R_j = d_i, \tag{4}$$

где $R_k = \frac{dV_k}{dJ}$ — дифференциальное сопротивление $k$-го перехода,

$$d_k = \begin{cases} 1 & \text{если } k \text{ — нечетное} \\ 1 - m_k, & \text{если } k \text{ — четное,} \end{cases}$$

$$a_k^j = \begin{cases} i_k \xi_k + \partial_k \xi_k^{1/2}/2 + r_k^{-1} S^{-1} & j = k, \text{ если } k \text{ — нечетное} \\ \beta_k i_k \xi_{k-1} & j = k-1 \quad \text{»} \\ \beta_{k+1} i_k \xi_{k+1} & j = k+1 \quad \text{»} \\ m'_k J + J'_k + \theta_k \xi_k + r_k^{-1} (1 - m_k - V_k m'_k) S^{-1} & j = k, \text{ если } k \text{ — четное} \\ \beta_k i_{k-1} \xi_{k-1} & j = k-1 \quad \text{»} \\ \beta_{k+1} i_{k+1} \xi_{k+1} & j = k+1 \quad \text{»} \\ 0 & j \neq k-1,\ k,\ k+1, \end{cases} \tag{5}$$

где все индексы пробегают значения 1,2...$N$. В (4) по верхним и нижним повторяющимся индексам производится суммирование.

Физически ясно, что каждый $p$-$n$-переход имеет ДС, которые по формуле

$$R = \sum_{i=1}^{N-1} R_i \tag{6}$$

определяют полное ДС структуры. Поэтому если наше приближение корректно, то система уравнений (4) должна иметь решения при всех $N$. Кроме того, если доказать существование решений системы уравнений (4), то можно пользоваться разными приближенными методами для нахождения этих решений. С этой целью докажем теорему.

*Теорема 1.* Для всех $N$ матрица, определенная формулой (5), обратима.

Доказательство. Докажем, что

$$\det \{a_i^j\} \neq 0.$$

Обозначим

$$\vec{a}_k^k = a_k^k - a_k^{k-1} \; a_{k-1}^k / \bar{a}_{k-1}^{k-1}. \tag{7}$$

Из неравенства $\beta_{2k+1} + \beta_{2k+2} < 1$ вытекает, что

$$a_{2k+1}^{2k+1} > a_{2k}^{2k+1} + a_{2k+2}^{2k+1}, \tag{8}$$

$$a_{2k}^{2k} > a_{2k-1}^{2k} \operatorname{ch} \eta_{2k} + a_{2k+1}^{2k} \operatorname{ch} \eta_{2k+1}. \tag{9}$$

Последние неравенства являются следствием того, что инжекционный ток через $k$-й переход при нечетном $k$ меньше, чем полный ток.

Методом математической индукции докажем, что имеет место неравенство

$$\operatorname{ch}\eta_{2k} > a_{2k}^{2k-1} / \bar{a}_{2k-1}^{2k-1}. \tag{10}$$

Очевидно, что при $k=1, 2$ условие (9) выполняется; достаточно доказать, что из (9) следует неравенство

$$\operatorname{ch}\eta_{2k+2} > a_{2k+2}^{2k+1} / \bar{a}_{2k+1}^{2k+1}. \tag{11}$$

Из (7) и (10) легко получить

$$\bar{a}_{2k}^{2k} > a_{2k+1}^{2k} \operatorname{ch}\eta_{2k+1} \tag{12}$$

и

$$\bar{a}_{2k+1}^{2k+1} = a_{2k+1}^{2k+1} - a_{2k+1}^{2k}\; a_{2k}^{2k+1} / \bar{a}_{2k}^{2k} > a_{2k+1}^{2k+1} - a_{2k}^{2k+1} / \operatorname{ch}\eta_{2k+1} > 0. \tag{13}$$

Последнее неравенство является результатом неравенства (8).

Рассмотрим неравенство

$$\operatorname{ch}\eta_{2k+2} - a_{2k+2}^{2k+1} / \bar{a}_{2k+1}^{2k+1} > \operatorname{ch}\eta_{2k+2} - a_{2k+2}^{2k+1} \operatorname{ch}\eta_{2k} / (a_{2k+1}^{2k+1} \operatorname{ch}\eta_{2k} - a_{2k}^{2k+1}).$$

После простых преобразований получим, что левая часть этого выражения положительна, если положительна разность

$$\operatorname{ch}\eta_{2k+1} \operatorname{ch}\eta_{2k+2}\; a_{2k+1}^{2k+2} - a_{2k+1}^{2k+2} \operatorname{ch}\eta_{2k+1} - a_{2k}^{2k+1} \operatorname{ch}\eta_{2k+1}.$$

Это видно из (8), поэтому неравенство (10) верно.

Так как из (10) следуют (12) и (13), которые верны для $k=1, 2$, то все $\bar{a}_k^k > 0$. По определению

$$\det\{a_j^i\} = \prod_{\mu=1}^{N} \bar{a}_\mu^\mu > 0$$

и теорема доказана.

Для дальнейшего исследования ВАХ докажем другую теорему.

Теорема 2. При любом значении плотности тока $J$ решения системы уравнений (4) положительны, если только индекс $k$—нечетный.

Доказательство. Решения $R_k$ системы (4) можно представить в виде

$$R_k = \frac{\begin{vmatrix} \bar{d}_k & a_k^{k+1} \\ d_{k+1} & \tilde{a}_{k+1}^{k+1} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \bar{a}_k^k & a_k^{k+1} \\ a_{k+1}^k & \tilde{a}_{k+1}^{k+1} \end{vmatrix}}, \tag{14}$$

где

$$\tilde{a}_\nu^\nu = \begin{cases} a_\nu^\nu & \text{если } \nu = N \\ a_\nu^\nu - a_\nu^{\nu+1}\, a_{\nu+1}^\nu / \tilde{a}_{\nu+1}^{\nu+1} & \text{если } \nu \neq N, \end{cases}$$

$$\tilde{d}_\nu = \begin{cases} d_\nu & \text{если } \nu = N \\ d_\nu - a_\nu^{\nu+1}\, \tilde{d}_{\nu+1} / \tilde{a}_{\nu+1}^{\nu+1} & \text{если } \nu \neq N, \end{cases} \tag{15}$$

$$\bar{d}_\nu = \begin{cases} d_\nu & \text{если } \nu = 1 \\ d_\nu - a_\nu^{\nu-1}\, \bar{d}_{\nu-1} / \bar{a}_{\nu-1}^{\nu-1} & \text{если } \nu \neq 1. \end{cases}$$

Для нечетного индекса при неотрицательных значениях $R_{k-1}$ и $R_{k+1}$ непосредственной проверкой можно убедиться, что имеет место неравенство

$$\bar{a}_{k-1}^{k-1}\,\breve{a}_{k+1}^{k+1} > \bar{a}_{k-1}^{k-1}\,a_k^{k+1} - \breve{a}_{k-1}^{k-1}\,a_k^{k-1}. \qquad (16)$$

При этом учитывается, что величины $\bar{a}_l^l$ и $\tilde{a}_l^l$ положительны. Положительность $\bar{a}_l^l$ была доказана в теореме 1 (см. (12) и (13)), а положительность $\tilde{a}_l^l$ можно доказать аналогично.

Покажем теперь, что $\bar{d}_\nu$ положительны, если $\nu$—нечетно. Ясно, что $d_1 > 0$. Пусть $\bar{d}_{\nu-2} > 0$, тогда

$$\bar{d}_\nu = 1 - \frac{a_\nu^{\nu-1}}{\bar{a}_{\nu-1}^{\nu-1}}\left(\bar{d}_{\nu-1} - \frac{a_{\nu-1}^{\nu-2}}{a_{\nu-2}^{\nu-2}}\,\bar{d}_{\nu-2}\right) > 1 - a_\nu^{\nu-1}/\bar{a}_{\nu-1}^{\nu-1} > 0. \qquad (17)$$

По индукции следует, что $d_\nu > 0$.

Аналогично доказывается верность неравенства

$$\tilde{d}_{2i+1} > 0. \qquad (18)$$

Пусть $R_{k-1}$ и $R_{k+1}$ неотрицательны. Так как знаменатель в (14) положителен (в силу теоремы 1), то знак $R_k$ совпадает со знаком числителя. Преобразуя числитель $R_k$ при помощи (15) и учитывая положительность величин $\bar{d}_{2\nu+1}$ и $\breve{d}_{2\nu+1}$, получим

$$\begin{vmatrix} \bar{d}_k & a_k^{k+1} \\ \breve{d}_k & \breve{a}_{k+1}^{k+1} \end{vmatrix} > \bar{a}_{k-1}^{k-1}\,\breve{a}_{k+1}^{k+1} - \bar{a}_{k-1}^{k-1}\,a_k^{k+1} - \tilde{a}_{k+1}^{k+1}\,a_k^{k-1}.$$

Правая часть положительна в силу (10), что и подтверждает верность исходной теоремы.

Далее, пусть хотя бы одно $R_{k+1}$ или $R_{k-1}$ (или оба) отрицательно (не уменьшая общности можно считать, что $R_{k-1} < 0$). Неравенство $R_{k-1} < 0$ эквивалентно утверждению

$$\breve{a}_k^k\,d_{k-1} < a_{k-1}^k\,\breve{d}_k. \qquad (19)$$

Из (14) и (15) ясно, что знак $R_k$ совпадает со знаком следующего выражения

$$\bar{d}_k + \breve{d}_k - d_k = \tilde{d}_k - a_k^{k-1}\,\bar{d}_{k-1}/\bar{a}_{k-1}^{k-1}. \qquad (20)$$

Если $\bar{d}_{k-1} \leqslant 0$, то в силу положительности $\breve{d}_k$ правая часть равенства (20) положительна. А если $\bar{d}_{k-1} > 0$, то учитывая неравенство (19), получим, что правая часть (20) больше нуля и теорема доказана.

В доказательстве теоремы фигурировали $\breve{d}_l$ и $\bar{d}_l$ с нечетными индексами (нечетные индексы относятся к прямосмещенному $p$-$n$-переходу), которые положительны независимо от того, заканчивается ли структура коллектором или эмиттером.

Легко видеть, что дифференциальные сопротивления коллекторных переходов могут быть знакопеременными.

Обращение в нуль дифференциального сопротивления эквивалентно выполнению соотношения

$$\bar{d}_k + \tilde{d}_k - d_k = 0. \tag{21}$$

Последнее является уравнением относительно напряжений $V_k$, которые можно исключить при помощи (1) и (2), тогда (21) превращается в уравнение относительно плотности тока. Решая его, найдем значение тока, при котором на $k$-м коллекторе произойдет срыв.

Как видно из определения $\bar{d}_k$ и $\tilde{d}_k$, (21) может выполняться в разных случаях.

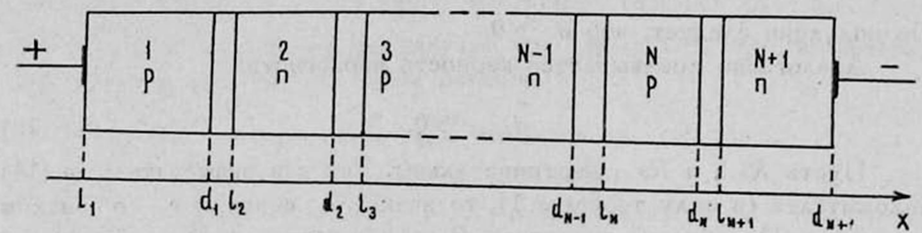


Рис. 1.

Пример 1. Пусть $V_{k-2} \gg 1$, $V_{k+2} \gg 1$; тогда (21) сводится к уравнению

$$1 - m_k - \beta_k \left(1 + \delta_{k-1} \xi_{k-1}^{-1/2}/2\right)^{-1} - \beta_{k+1} \left(1 + \delta_{k+1} \xi_{k+1}^{-1/2}/2\right)^{-1} = 0. \tag{22}$$

Выражение (22) есть обобщенный случай срыва коллектора *p-n-p-n*-структуры (или в терминах теории МТА $1 - m_k - \overset{*}{\alpha}_{k-1} - \overset{*}{\alpha}_{k+1} = 0$).

В силу теоремы 2 знаменатель в (22) с ростом тока убывает, поэтому (22) может иметь место и без лавинного умножения в коллекторе (т. е. $m_k = 0$), если только $\beta_k + \beta_{k+1} > 1$. В этом случае срыв $k$-го перехода обусловлен тепловой генерацией в нем.

Однако при наличии лавинного умножения это условие не является необходимым для ОС. Такая задача рассмотрена в [4, 5] и может быть решена также для *p-n-p-n-p-n*-структуры. Из (22) видно, что при наличии лавинного умножения в коллекторе $R_k$ может быть знакопеременной функцией.

Пример 2. В качестве второго примера возьмем рассмотренный в [6] случай с $\delta_3 = 0$. Формула (21) там имеет вид

$$1 - m_4 - \beta_4 + \frac{\alpha_1^2}{\bar{\alpha}_2^2}\left(1 - \frac{2\beta_2}{2 + \delta_1 \xi_1^{-1/2}}\right), \tag{23}$$

откуда видно, что на ВАХ четвертого перехода может образоваться ОС за счет утечки первого перехода, если $\bar{\alpha}_2^2$ мало, т. е. $V_2 \lesssim 1$, причем выполнение последнего неравенства обеспечивается условием

$\beta_2+\beta_3>1$. Ясно, что для существования ОС на ВАХ четвертого перехода необходимо наличие в нем лавинного умножения.

Пример 3. Пусть $\beta_{k-2}+\beta_{k-1}>1$, $\beta_{k+2}+\beta_{k+3}>1$, $V_{k-1}$, $V_{k+1}\gg 1$, $V_{k-2}$, $V_{k+2}\lesssim 1$. Тогда из (21) имеем

$$1-m_k-2\beta_k[1-(1-2\beta_{k-2}/(2+\delta_{k-3}\xi_{k-3}^{-1/2}))\,a_{k-1}^{k-2}/\bar{a}_{k-2}^{k-2}][2+\delta_{k-1}\xi_{k-1}^{-1/2}]^{-1}-$$
$$-\frac{2\beta_{k+1}}{2+\delta_{k+1}\xi_{k+1}^{-1/2}}\left[1-\frac{a_{k-1}^{k+2}}{\bar{a}_{k+2}^{k+2}}\left(1-\frac{2\xi_{k+3}}{2+\delta_{k+3}\xi_{k+3}^{-1/2}}\right)\right]=0, \tag{24}$$

откуда следует, что для срыва $k$-го перехода необходимо, чтобы хотя бы один из $\delta_{k-3}$, $\delta_{k-1}$, $\delta_{k+1}$ и $\delta_{k+3}$ не был равен нулю. При этом достаточно выполнение условия $\beta_k+\beta_{k+1}>1$ или $m_k+\beta_k+\beta_{k+1}>1$ и т. д.

Из (24) ясно, что $R_k$ может обращаться в нуль, если $m_k=0$ и $\beta_k+\beta_{k+1}\leqslant 1$. В этом случае ВАХ $k$-го перехода при малых остаточных напряжениях не зависит от того, было ли лавинное умножение в этом переходе в случае больших $V_k$ или нет.

Рассмотренные примеры показывают, что ДКП и КУ составных транзисторов растут и тогда, когда в эмиттерном переходе отсутствуют утечки, что не следует из теории МТА. Причиной этого, как выяснилось, является влияние таких $p$-$n$-переходов, которые не входят в состав данного транзистора. Следовательно, нельзя КУ и ДКП составных транзисторов МС структур определять только из свойств тех переходов и баз, которые входят в его состав.

Поэтому, чтобы корректно определить эти величины, нужно выписать уравнения для плотности тока через коллекторы и их ДС через КУ и ДКП и сравнить с формулами (2) и (14). В результате получим

$$\alpha_k^{*\,k+1}=a_k^{k+1}\,\breve{d}_{k+1}/\tilde{a}_{k+1}^{k+1},\quad \alpha_k^{*\,k-1}=a_k^{k-1}\,\bar{d}_{k-1}/\bar{a}_{k-1}^{k-1} \tag{25}$$

и

$$\alpha_k^{k\pm 1}=\frac{1}{J}\int_0^J \alpha_k^{*\,k\pm 1}\,dJ. \tag{26}$$

Соотношения (25) и (26) являются определениями ДКП и КУ $[k, k\pm 1]$-транзисторов соответственно.

Пусть четные индексы $m\leqslant l\leqslant k$ такие, что

$$V_{2i}<1,\quad \text{если}\quad 2i\in(m,\ k),\quad V_m>1,$$
$$V_{2i}<0,\quad \text{если}\quad 2i\in(l,\ k),\quad V_l>0.$$

Тогда в силу теорем 1 и 2 получим

$$\alpha^{*\,k-1}_k\simeq\mu_{k-1}(1-\mu_{k-2}(1-\cdots(1-\mu_{m+1})\cdots)\equiv\alpha^{*\,k-1}_k(m), \tag{27}$$

$$\alpha_k^{k-1}\simeq J^{-1}\int_0^J \alpha^{*\,k-1}_k(l)\,dJ\simeq\alpha_k^{k-1}(l). \tag{28}$$

Аналогичные соотношения можно выписать и для $\alpha_k^{k+1}$ и $\alpha^{*}{}_k^{k+1}$.

Свойства зависимостей $\alpha^{*}{}_k^{k-1}(m)$ и $\alpha_k^{k-1}(l)$ от $J$ можно выразить теоремой, которая следует из (27) и (28) при отсутствии ЛУ в $k$-м переходе.

Теорема 3. *а.* Для того, чтобы $\alpha^{*}{}_k^{k-1}(m)$ была монотонно возрастающей функцией (в узком смысле) плотности полного тока $J$, необходимо и достаточно наличие некоторой утечки (неважно, рекомбинационной или омической) хотя бы в одном эмиттере с номером из $(m, k)$. В противном случае $\alpha^{*}{}_k^{k-1}(m)$ является постоянной величиной.

*б.* Токовая зависимость $\alpha_k^{k-1}(l)$ подобна зависимости функции $\alpha^{*}{}_k^{k-1}(l)$.

Из теорем 1, 2 и 3 можно получить следующие оценки для КУ и ДКП:

$$\begin{aligned} &\max_J \alpha_k^{k-1} < \mu_{k-1}, \\ &\max_J \alpha^{*}{}_k^{k-1} < \mu_{k-1}. \end{aligned} \tag{29}$$

*Пример 4.* Рассчитаем КУ и ДКП составных транзисторов шестислойной структуры с рекомбинационной утечкой только в первом переходе. Из (27) сразу получим при токах, меньших, чем ток ИЗН первого коллектора

$$\begin{aligned} &\alpha_2^{*3} = \beta_3, \quad \alpha_4^{*3} = \beta_4, \quad \alpha_4^{*5} = \beta_5, \\ &\alpha_2^{*1} = \beta_2 \left(1 + \delta/2 \sqrt{\xi_1}\right)^{-1} = \beta_2 \left(1 - \delta/2 \sqrt{1 + J^2 + \delta^2/4}\right), \end{aligned} \tag{30}$$

$$\alpha_2^1 = \beta_2 \left(J - \delta \sqrt{1 + J + \delta^2/4} + \delta \sqrt{1 + \delta^2/4}\right)/J, \tag{31}$$

а для остальных КУ имеем $\alpha_j^{\nu} = \alpha^{*\nu}_j = \mathrm{const}$.

Если $\beta_2 + \beta_3 > 1$, то при $J > J_{2\,\text{инв.}}$ видоизменяется только $\alpha_4^{*3}$, а именно

$$\alpha_4^{*3} = \alpha_4^{*3}(2) = \beta_4 (\theta_2 - \beta_2) \left[ \theta_4 - \beta_3^2 i_3 - \frac{\beta_2^{*}}{1 + \delta/(2 + \sqrt{1 + J + \delta^2/4} - \delta)} \right]. \tag{32}$$

Формулы (30) и (31) хорошо согласуются с экспериментом [2].

В (32) $\alpha^{*3}{}_4$ с током растет благодаря наличию утечки в первом переходе, что не следует из теории МТА.

Выражения (30) и (31) можно получить и по МТА, так как в этом случае взаимодействие несоседних $p$-$n$-переходов пренебрежимо мало.

В заключение заметим, что если экспериментально измерить ВАХ многослойной структуры, то можно судить о механизме ЛУ в коллекторах, так как эти механизмы здесь проявляются более явно, чем в случае изолированного перехода.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 30.VIII.1973

## ЛИТЕРАТУРА


1. *J. L. Moll, R. van Overstration.* Solid State Electronics, 6, 147 (1963).
2. *В. А. Кузьмин.* Тиристоры малой и средней мощности, Изд. Советское радио, М., 1971.
3. *Е. В. Лазарев.* Кандидатская диссертация, Ереван, 1969.
4. *В. Е. Челноков, В. Б. Шуман, Н. И. Якивчик.* Радиотехника и электроника, 11, 2217 (1966).
5. *Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 44 (1972).
6. *Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 435 (1972).
7. *Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 54 (1973).
8. *Г. М. Авакьянц, Г. С. Караян, А. А. Джереджян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 205 (1973).
9. *А. А. Лебедев.* Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов, Изд. Наука, Л., 1969, стр. 291.
10. *В. И. Стафеев.* ФТП, 5, 408 (1971).


## ԲԱԶՄԱՇԵՐՏ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ ՍՏԱՏԻԿ ՌԵԺԻՄՈՒՄ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Հ. Ս. ՂԱՐԱՅԱՆ, Հ. Հ. ՋԵՐԵՋՅԱՆ


*Տեսականորեն քննարկվում է* p-n-p-... *տիպի բազմաշերտ կիսահաղորդչային կառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագիծը (ՎԱԲ), որտեղ շերտերի թիվը կամայական է։*

*Ստացված են յուրաքանչյուր* p-n-*անցման և լրիվ կառուցվածքի դիֆերենցիալ դիմադրությունները։*

*Անկախ շերտերի թվից ապացուցվում է թեորեմ, որը ցույց է տալիս, որ էմիտերային անցումների դիֆերենցիալ դիմադրությունները միշտ դրական են, իսկ կոլեկտորային անցումներինը՝ կարող են լինել նաև նշանափոխ ֆունկցիաներ։*


## THEORY OF MULTYLAYER STRUCTURES IN THE STATIC REGIME

G. M. AVAKYANTS, H. S. KARAYAN, H. H. DZHEREDZHYAN


The method of the obtaining of voltage-current characteristic (VCC) of multylayer (ML) *p-n-p*-type semiconductor structure with an arbitrary number of *N* layers was analyzed. The differential resistances of each *p-n*-junction and of the total structure were obtained. Independently of the number of layers *N* the theorem was proved which showed, that the differential resistances of emitter junctions were always positive while for collector junctions they can be sign-variable functions.