Изв. АН Армянской ССР, Физика, 3, 330—341 (1968)

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЧЕТЫРЕХСЛОЙНЫХ СТРУКТУР В ДИОДНОМ ВКЛЮЧЕНИИ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Е. В. ЛАЗАРЕВ

Расчитывается вольт-амперная характеристика $p-n-p-n$-диода на основе „микроскопического" рассмотрения процессов инжекции, рекомбинации, генерации и ударной ионизации носителей тока.

Анализируется влияние коллекторного напряжения на распределение концентрации носителей тока в базовых областях.

Вычисляются ток и напряжение в случае бесконечно малого дифференциального сопротивления прибора.

Работа четырехслойных полупроводниковых структур $p-n-p-n$-типа рассмотрена в ряде работ [1—9], дающих интерпретацию физических процессов с различных точек зрения. В одних работах [1, 2, 8] преобладает метод двухтранзисторной аналогии, который упрощает рассмотрение задачи, однако не позволяет выяснить до конца всех связей, имеющих место при работе $p-n-p-n$-структур. В других работах сделаны попытки „микроскопического" рассмотрения, но либо не учтены важные факторы, либо применяемая методика расчета не позволила раскрыть всех связей в приборе. На это указывает тот факт, что никакая из известных теорий не дает объяснений некоторым экспериментальным фактам [9]. В данной статье делается попытка „микроскопического" рассмотрения процессов при протекании тока в $p-n-p-n$-приборах на основе иной методики [10], удобной в применении к многослойным приборам.

1. Рекомбинация в слое объемного заряда эмиттерного перехода

На рис. 1 представлена схема $p-n-p-n$-структуры. В каждой n и p областях поведение электронов и дырок описывается обычной системой уравнений. Переходы 1 и 3 инжектируют неосновные носи-

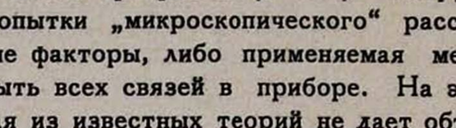

Рис. 1. Схема модели структуры $p-n-p-n$-типа.

тели, часть которых рекомбинирует в переходных слоях $(0, L_1)$, (d_1, L_2). Коллекторный переход 2 смещен в обратном направлении и в слое объемного заряда этого перехода (d, d_1) могут иметь место генерация и лавинное размножение под действием ударной ионизации. Будем считать, что модель одномерна, контакты с металлом омические, в p и n областях объемный заряд отсутствует, а в слоях переходов 1 и 3 справедливо распределение Больцмана. Кроме того, потребуем непрерывности электронного тока через эмиттерный переход 1 и на границе p-базы со слоем объемного заряда коллектора и дырочного тока на границе n-базы со слоем объемного заряда коллектора и через переход 3. На основании изложенных выше условий и требований в случае низкого уровня инжекции получаем систему уравнений

$$i_{10}\left[\frac{p(L_1)}{p_n}-1\right]+J_1\sqrt{\frac{p(L_1)}{p_n}}=J-i_{20}\left[\frac{p(L_1)}{p_n}\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}-\frac{p(d)}{p_n}-\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}+1\right],$$

$$i_{20}\left[\frac{p(L_1)}{p_n}-\frac{p(d)}{p_n}\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}+\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}-1\right]=q\mu_p\bar{E}_{cp}\frac{p(d)\exp(dV_2/kT)-p_p}{\exp(qV_2/kT)-1},$$

$$i_{30}\left[\frac{n(d_2)}{n_p}-\frac{n(d_1)}{n_p}\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}+\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}-1\right]=q\mu_n\bar{E}_{cp}\frac{n(d_1)\exp(qV_2/kT)-n_n}{\exp(qV_2/kT)-1},$$

$$J-i_{30}\left[\frac{n(d_2)}{n_p}\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}-\frac{n(d_1)}{n_p}-\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}+1\right]=i_{40}\left[\frac{n(d_2)}{n_p}-1\right]+J_2\sqrt{\frac{n(d_2)}{n_p}},\qquad(1.1)$$

где

$$i_{10}=\frac{qD_n}{L_n}n_p^{э}\operatorname{cth}\frac{w_p}{L_n};\quad i_{20}=\frac{qD_p}{L_p}p_n\operatorname{csch}\frac{d_n}{L_p};\quad i_{30}=\frac{qD_n}{L_p}n_p\operatorname{csch}\frac{d_p}{L_n};$$

$$i_{40}=\frac{qD_p}{L_p}p_n^{k}\operatorname{cth}\frac{w_n}{L_p};$$

J_1, J_2 — нулевые плотности токов рекомбинации [11].

Обычно одна из базовых областей более высокоомна по сравнению с другими областями. В такой базе при работе прибора возможно выполнение условий высокого уровня инжекции. Для определенности будем считать таковой n-базу. В этом случае первое и второе уравнения из системы (1.1) необходимо заменить на

$$i_{10}\left[\frac{p(L_1)}{p_n}-1\right]+J_1\sqrt{\frac{p(z_1)}{p_n}}=J\frac{b}{b+1}-\frac{2b}{b+1}i_{20}\left[\frac{p(L_1)}{p_n}\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}-\right.$$

$$\left.-\frac{p(d)}{p_n}-\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}+1\right],$$

$$J\frac{1}{b+1}+\frac{2b}{b+1}i_{20}\left[\frac{p(L_1)}{p_n}-\frac{p(d)}{p_n}\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}+\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}-1\right]=$$

$$=q\mu_p\bar{E}_{cp}\frac{p(d)\exp(qV_2/kT)-p_p}{\exp(qV_2/kT)-1}.\qquad(1.2)$$

Исходные системы уравнений позволяют найти концентрации неосновных носителей тока на границах базовых областей в зависимости от плотности тока и напряжения на коллекторном переходе. Так, для электронов в p-базе

$$\frac{n(d_2)}{n_p}=\frac{J}{i_2}+1-\beta_2\left(1-\frac{n_n}{n_p}e_k\right)+\frac{J_2^2}{2i_2^2}-$$

$$-\frac{J_2}{i_2}\sqrt{\frac{J}{i_2}+1+\frac{J_2^2}{4i_2^2}-\beta_2\left(1-\frac{n_n}{n_p}e_k\right)}, \tag{1.3}$$

$$\frac{n(d_1)}{n_p}=\beta_2\frac{i_2}{qv_n n_p}\left\{\frac{n(d_2)}{n_p}+\frac{qv_n n_n}{i_{30}}e_k+\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}-1\right\}, \tag{1.4}$$

для дырок в n-базе при низком уровне инжекции

$$\frac{p(L_1)}{p_n}=\frac{J}{i_1}+1-\beta_1\left(1-\frac{p_p}{p_n}e_k\right)+\frac{J_1^2}{2i_1^2}-$$

$$-\frac{J_1}{i_1}\sqrt{\frac{J}{i_1}+1+\frac{J_1^2}{4i_1^2}-\beta_1\left(1-\frac{p_p}{p_n}e_k\right)}, \tag{1.5}$$

$$\frac{p(d)}{p_n}=\beta_1\frac{i_1}{qv_p p_n}\left\{\frac{p(L_1)}{p_n}+\frac{qv_p p_p}{i_{20}}e_k+\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}-1\right\}, \tag{1.6}$$

и при высоком уровне инжекции

$$\frac{p(L_1)}{p_n}=\frac{J}{i_1'}\gamma+1-\beta'\left(1-\frac{p_p}{p_n}e_k\right)+\frac{J_1^2}{2i_1'^2}-$$

$$-\frac{J_1}{i_1'}\sqrt{\frac{J}{i_1'}\gamma+1-\beta'\left(1-\frac{p_p}{p_n}e_k\right)+\frac{J_1^2}{4i_1'^2}},$$

$$\frac{p(d)}{p_n}=\beta'\frac{i_1'}{qv_p p_n}\left\{\frac{p(L_1)}{p_n}+\frac{J}{2i_{20}b}+\frac{qv_p p_p}{i_{20}}\frac{b+1}{2b}e_k+\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}-1\right\}. \tag{1.7}$$

Из (1.3—1.7) видно, что при малых изменениях тока увеличение обратного смещения коллекторного перехода 2 ведет к уменьшению граничных концентраций неосновных носителей в базах, тогда как уменьшение обратного или увеличение прямого смещения этого перехода может вызвать рост концентраций неосновных носителей на границах. В (1.3—1.7) введены обозначения $e_k=\exp(-qV_2/kT)$; $v_{p,n}=\mu_{p\,n}E_{cp}\frac{e_k^{-1}}{e_k^{-1}-1}$;

$$i_1=i_{10}+i_{20}\left(\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}-\frac{i_{20}}{i_{20}\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}+qv_p p_n}\right),$$

$$i_2=i_{30}\left(\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}-\frac{i_{30}}{i_{30}\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}+qv_n n_p}\right)+i_{40};$$

$$\beta_1=\frac{i_{20}\cdot qv_p p_n}{i_1\left(i_{20}\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}+qv_p p_n\right)};\quad \beta_2=\frac{i_{30}\cdot qv_n n_p}{i_2\left(i_{30}\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}+qv_n n_p\right)};$$

$$\gamma=\frac{\beta'}{b+1}\frac{i_1'}{qv_p p_n}+\frac{b}{b+1}.$$

Таким образом, можно легко получить распределение плотности концентраций неосновных носителей вдоль базовых слоев в зависимости от плотности тока и напряжения на коллекторном переходе 2. Затем, исключая одну из последних, можно строить зависимость распределения концентраций от выбранной величины.

Связь между током и напряжением на коллекторном переходе

Плотность тока через прибор можно записать как

$$J = J_p(d) + J_n(d_1) + mJ + \Gamma, \tag{1.8}$$

где Γ — плотность тока генерации носителей в переходе 2, m — коэффициент лавинного размножения [10],

$$J_p(d) = qv_p\,[p(d) - p_p e_k],$$
$$J_n(d_1) = qv_n\,[n(d_1) - n_n e_k]. \tag{19}$$

С другой стороны, плотность тока через переход 2 можно определить, решая уравнение непрерывности дырочного тока совместно с уравнением полного тока

$$\frac{dJ_p}{dx} = \alpha J - \alpha J_p\left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right) + g, \tag{1.10}$$
$$J = J_p + J_n,$$

при граничных условиях

$$J_p|_{x=d} = J_p(d),$$
$$J_n|_{x=d_1} = J_n(d_1), \tag{1.11}$$

где α, β — коэффициенты ударной ионизации электронами и дырками соответственно, g — единичная плотность тока генерации. Решение (1.10) при граничных условиях (1.11) дает

$$J = \frac{J_n(d_1) + \exp\left[\left(\frac{\beta}{\alpha} - 1\right)\int_d^{d_1}\alpha dx\right]\left\{J_p(d) + \int_d^{d_1} g\exp\left[\left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right)\int_d^{d_1}\alpha dx\right]dx\right\}}{1 - \left[\exp\left(\frac{\beta}{\alpha} - 1\right)\int_d^{d_1}\alpha dx\right]\left\{\int_d^{d_1}\exp\left[\left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right)\int_d^{d_1}\alpha dx\right]dx\right\}}. \tag{1.12}$$

Сравнивая (1.8) и (1.12) с учетом (1.9) получаем

$$J = \frac{\beta_1 e_\lambda\left[J_{10}\left(1 - \frac{p_p}{p_n}e_k\right) + \frac{J_1^2}{2i_1} - J_1\sqrt{\frac{J}{i_1} + \frac{J_1^2}{4i_1^2} + 1 - \beta_1\left(1 - \frac{p_p}{p_n}e_k\right)}\right]}{1 - \beta_1 e_\lambda - \beta_2 - e_\lambda\int_d^{d_1}\alpha e_\lambda^{-1}\,dx} +$$

$$+ \frac{\beta_2\left[J_{20}\left(1 - \frac{p_p}{p_n}e_k\right) + \frac{J_2^2}{2i} - J_2\sqrt{\frac{J}{i_2} + \frac{J_2^2}{4i_2^2} + 1 - \beta_2\left(1 - \frac{p_p}{p_n}e_k\right)}\right] +}{1 - \beta_1 e_\lambda - \beta_2 - e_\lambda\int_d^{d_1}\alpha e_\lambda^{-1}\,dx}$$

$$\frac{+e_\lambda \int\limits_d^{d_1} + e_\lambda^{-1}\,dx}{1-\beta_1 e_\lambda - \beta_2 - e_\lambda \int\limits_d^{d_1} \alpha\, e_\lambda^{-1}\,dx}, \tag{1.13}$$

где

$$J_{10} = i_{10}\,\mathrm{ch}\frac{d_n}{L_p} + i_{20}\,\mathrm{sh}^2\frac{d_n}{L_p}; \quad J_{20} = i_{30}\,\mathrm{sh}^2\frac{d_p}{L_n} + i_{40}\,\mathrm{ch}\frac{d_p}{L_n};$$

$$e_\lambda = \exp\left[\left(\frac{\beta}{\alpha}-1\right)\int\limits_d^{d_1}\alpha dx\right].$$

Выражение (1.13) представляет собой наиболее полно выраженную зависимость плотности тока в четырехслойной полупроводниковой структуре $p-n-p-n$-типа от смещения коллекторного перехода. Заметим, что допуская разложение в ряд подкоренных выражений в (1.13), можно получить зависимости, идентичные с найденными в [5], если же считать, что $\int\limits_d^{d_1} g dx = I_0$ и $\int\limits_d^{d_1}\alpha dx = 0$, то (1.13) формально совпадает с (10) работы [6]. Для простоты рассмотрения перейдем к симметричной модели, т. е. положим $\beta_1=\beta_2$, $J_1=J_3$, $J_{10}=J_{20}$, $i_1=i_2$, кроме того, будем считать, что коэффициенты ударной ионизации дырками и электронами отличаются незначительно. Тогда

$$J = \frac{2\beta_1\left[J_{10}\left(1-\frac{p_p}{p_n}e_k\right)+\frac{J_1^2}{2i_1} - J_1\sqrt{\frac{J}{i_1}+1+\frac{J_1^2}{4i_1^2}-\beta_1\left(1-\frac{p_p}{p_n}e_k\right)}\right]}{1-2\beta_1-\int\limits_d^{d_1}\alpha dx} +$$

$$+\frac{\int\limits_d^{d_1} g dx}{1-2\beta_1-\int\limits_d^{d_1}\alpha dx} \tag{1.14}$$

Для достаточно больших обратных смещений коллекторного перехода 2 (1.14) является хорошим приближением вольт-амперной характеристики структуры, так как $V \simeq V_2$. При малых смещениях коллекторного перехода вольт-амперную характеристику лучше писать в виде

$$V = V_1 + V_2 + V_3, \tag{1.15}$$

где $V_{1,2,3}$ — напряжения на каждом из переходов.

Таким образом, при малых напряжениях на переходе 2, учитывая все выше сказанное, можно написать

$$V=2\,\frac{kT}{q}\ln\left\{J\theta_1+1+\frac{1}{2}\,J_1^2\theta_2^2-J_1\theta_2\sqrt{J\theta_1+\frac{1}{4}\,J_1^2\,\theta_2^2+1}\right\}+$$

$$+\frac{kT}{q}\ln\frac{p_p}{p_n}-\frac{kT}{q}\ln\left\{J\,\frac{2\beta_1-1}{2\beta_1 J_{10}}+\frac{J_1^2}{2J_{10}}\,\theta_2+1-\right.$$

$$\left.-\frac{J_1}{2J_{10}}\sqrt{J\theta_1+\frac{1}{4}\,J_1^2\,\theta_2^2+1}\right\}, \qquad (1.16)$$

где

$$\theta_1=\left(\frac{1}{i_1}+\frac{2\beta_1-1}{2\,J_{10}}\right);\quad \theta_2=\left(\frac{1}{i_1}+\frac{\beta_1}{J_{10}}\right).$$

Если же при этом в базе n-типа уже выполняется условие высокого уровня инжекции, то

$$V=\frac{kT}{q}\ln\left\{J\theta_1'+\frac{1}{2}\,J_1^2\,\theta_2'^2+1-J_1\theta_2'\sqrt{J\theta_1'+\frac{1}{4}J_1^2\,\theta_2'^2+1}\right\}+$$

$$+\frac{kT}{q}\ln\frac{P_p}{P_n}+\frac{kT}{q}\ln\left\{J\theta_3'+\frac{\beta_2 J_1^2}{2J_0}\,\theta_2'+1-\frac{\beta_2 J_1}{J}\sqrt{J\theta_1'+\frac{1}{4}J_1^2\theta_2'^2+1}\right\}-$$

$$-\frac{kT}{q}\ln\left\{\frac{J}{J_0}(\Delta-1)+\frac{J_1^2}{2J_0}\theta_2'-\frac{J_1}{J_0}\sqrt{J\theta_1'+\frac{J_1^2}{4}\theta_2'^2+1}\right\}, \qquad (1.17)$$

где

$$\theta_1'=\left(\frac{\gamma}{i_1'}+\frac{\beta_1(\Delta-1)}{J_0}\right);\quad \theta_2'=\left(\frac{1}{i_1'}+\frac{\beta_1'}{J_0}\right);\quad \theta_3'=\left(\frac{1}{i_2'}+\frac{\beta_2(\Delta-1)}{J_0}\right);$$

$$J_0=\beta_1 J_{10}+\beta_2 J_{20};\ \Delta=\frac{b}{b+1}\,\beta_1+\beta_2.$$

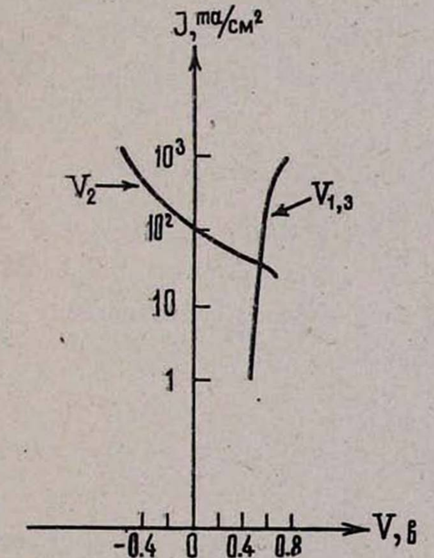

Рис. 2. Распределение напряжений междупереходами симметричной четырехслойной структуры в зависимости от плотности тока при $\frac{J_1}{i_1}=10^4$; $\beta=0{,}55$.

В (1.16) и (1.17) первые члены представляют собой вольт-амперную характеристику эмиттерных переходов 1 и 3, которая сильно отличается от характеристики изолированного перехода в меньшую сторону, что и качественно подтверждается опытными данными [9]. В этой же работе находит свое оправдание положительная кривизна зависимости коллекторного напряжения от тока, вычисленная по (1.14) при малых смещениях перехода 2. На рис. 2 приведены зависимости V_1 и V_2 от плотности тока, через прибор, вычисленные на основании (1.16), причем плотность тока, при которой смещение коллекторного перехода 2 равно нулю, определяется выражением

$$J_{\text{инв}}=\frac{\beta_1 J_1^2}{(2\beta_1-1)^2 i_1}+\frac{2\beta_1 J_1}{2\beta_1-1}\sqrt{\frac{J_1^2}{4(2\beta_1-1)^2 i_1^2}+1}\,, \tag{1.18}$$

отличающимся от аналогичного в [6] добавлением единицы под знаком корня. Напряжение в приборе при этом будет

$$V\simeq 4\frac{kT}{q}\ln\frac{J_1}{i_1(2\beta_1-1)}+\frac{kT}{q}\ln\frac{p_p}{p_n}. \tag{1.19}$$

Важным является тот факт, что в

$$V_2=\frac{kT}{q}\ln\frac{p_p}{p_n}\left\{\frac{(2\beta_1-1)J}{2\beta_1 J_{10}}+\frac{J_1^2}{2J_{10}}\theta_2+1-\frac{J_1}{J_{10}}\sqrt{J\theta_1+\frac{1}{4}J_1^2\theta_2^2+1}\right\}^{-1} \tag{1.20}$$

требование непрерывности тока приводит к инверсии знака напряжения, падающего в переходе 2.

Дифференциальное сопротивление прибора

На основании (1.14) дифференциальное сопротивление структуры равно

$$\frac{dV}{dJ}=$$

$$=\frac{\left(2\beta_1-1+\int\limits_d^{d_1}\alpha dx\right)^2-\left(2\beta_1-1+\int\limits_d^{d_1}\alpha dx\right)\frac{\beta_1 J_1}{i_1}\left(\frac{J}{i_1}+1-\beta_1+\frac{J_1^2}{4i_1^2}\right)^{-\frac{1}{2}}-}{\left(2\beta_1-1+\int\limits_p^{d_1}\alpha dx\right)\frac{d}{dV}\left(\int\limits_d^{d_1} g dx\right)+\left[2J_{10}\beta_1+\frac{J_1^2\beta_1}{i_1}+\int\limits_d^{d_1} g dx-\right.}$$

$$\frac{-}{\left.-2J_1\beta_1\left(\frac{J}{i_1}+1-\beta_1+\frac{J_1^2}{4i_1^2}\right)^{\frac{1}{2}}\right]\frac{d}{dV}\left(\int\limits_d^{d_1}\alpha dx\right)}. \tag{1.21}$$

Условием бесконечной малости дифференциального сопротивления является требование $\frac{dV}{dJ}=0$, что дает

$$2\beta_1-1+\int\limits_p^{d_1}\alpha dx=0 \tag{1.22}$$

или

$$2\beta_1-1+\int\limits_d^{d_1}\alpha dx=\frac{J_1\beta_1}{i_1}\left(\frac{J}{i_1}+1-\beta_1+\frac{J_1^2}{4i_2^2}\right)^{-\frac{1}{2}}. \tag{1.23}$$

Первое идентично общеизвестному выражению [1, 2, 4, 8], второе соответствует полученному в [6], если пренебречь лавинным умножением и малыми членами под знаком корня. Таким образом, для тока и напряжения срыва получаем следующие выражения: если определяющим является генерация, а не ударная ионизация

$$J_{\text{ср}} = \frac{J_1^2}{i_1}\,\frac{4\beta_1 - 1}{4(2\beta_1 - 1)^2}, \tag{1.24}$$

$$V_{\text{ср}} = \frac{2}{3}\,\frac{a\tau_0^3}{\varepsilon\varepsilon_0 q^2 n_i^3}\left(\frac{2\beta_1 - 1}{4\beta_1 - 1}\right)^3 \cdot J_{\text{ср}},$$

если определяющую роль играет ударная ионизация

$$J_{\text{ср}} = \frac{J_1^2}{4i_1}\,\frac{4\beta_1 - 1 - \int\limits_d^{d_1}\alpha dx\left[2(2\beta_1 - 1) + \int\limits_d^{d_1}\alpha dx\right]}{\left(2\beta_1 + \int\limits_d^{d_1}\alpha dx - 1\right)^2},$$

$$\frac{2}{3}\left(1 - \frac{4\beta_1\sqrt{J_{10}i_1}}{J_1}\right)\frac{B}{A} = V_2 \exp\left(-\frac{BK}{V_2^{2/3}}\right)\left[1 - \exp\left(-\frac{BK}{V_2^{2/3}}\right)\right], \tag{1.25}$$

если же существенными являются оба процесса, то напряжение срыва определяется из трансцендентного выражения

$$V_2 \exp\left(-\frac{BK}{V_2^{2/3}}\right)\left[1 - \exp\left(-\frac{BK}{V_2^{2/3}}\right)\right] = \frac{2}{3}\,\frac{B}{A}\left(1 - \frac{2\sqrt{ci_1\beta_1}}{J_1}V_2^{1/6}\right), \tag{1.26}$$

а ток срыва определен предыдущим выражением.

Здесь a — градиент концентрации примеси в переходе,

τ_0 — время жизни в сильно легированном кремнии,

$$A = 9\cdot 10^5\ \textit{см}^{-1};\quad B = 1{,}8\cdot 10^6\ \textit{в/см};\quad K = \sqrt[3]{\frac{32\varepsilon\varepsilon_0}{9qa}};\quad C = \frac{qn_i}{2\tau_0}\sqrt{\frac{12\varepsilon\varepsilon_0}{qa}}.$$

Методы вычислительной математики позволяют из (1.25) найти ток и напряжение срыва в четырехслойной $p-n-p-n$-структуре.

Дифференциальное сопротивление прибора при малых смещениях перехода 2 будет бесконечно малым при выполнении условия

$$\left[2\theta_1 - J_1\theta_1\theta_2\left(J\theta_1 + \frac{J_1^2}{4}\theta_2^2\right)^{-\frac{1}{2}}\right]\left[J\frac{2\beta_1 - 1}{2\beta_1 J_{10}} + \frac{J_1^2}{2J_{10}}\theta_2 - \frac{J_1}{J_{10}}\left(J\theta_1 + \frac{J_1^2}{4}\theta_2^2\right)^{\frac{1}{2}}\right] -$$

$$-\left[J\theta_1 + \frac{J_1^2}{2}\theta_2^2 - J_1\theta_2\left(J\theta_1 + \frac{J_1^2}{4}\theta_2^2\right)^{\frac{1}{2}}\right]\left[\frac{2\beta_1 - 1}{2\beta_1 J_{10}} - \frac{J_1}{2J_{10}}\theta_1\left(J\theta_1 + \frac{J_1^2}{4}\theta_2^2\right)^{-\frac{1}{2}}\right] = 0, \tag{1.27}$$

или, если в n-базе осуществлен высокий уровень инжекции:

$$\left[J(\Delta - 1) + \frac{J_1^2}{2}\theta_2' - J_1\left(J\theta_1' + \frac{J_1^2}{4}\theta_2'^2\right)^{\frac{1}{2}}\right]\theta_3'\left\{J\theta_1'\left[1 - \frac{J_1}{2}\theta_2\left(J\theta_1' + \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{J_1^2}{4}\theta_2^2\right)^{-\frac{1}{2}}\right] + \left[J\theta_1' + \frac{J_1^2}{2}\theta_2'^2 - J_1\theta_2'\left(J\theta_1' + \frac{J_1^2}{4}\theta_2'^2\right)^{\frac{1}{2}}\right]\Bigg\} - J\theta_3'\left[(\Delta - 1) - \right.$$

$$-\frac{J_1}{2}\theta_1'\left(J\theta_1'+\frac{J_1^2}{4}\theta_2'^2\right)^{-\frac{1}{2}}\Big]\Big[J\theta_1'+\frac{J_1^2}{2}\theta_2'^2-J_1\theta_2'\left(J\theta_1'+\frac{J_1^2}{4}\theta_2'^2\right)^{\frac{1}{2}}\Big]=0 \quad (1.28)$$

Видно, что выполнение этих условий может осуществляться при нескольких значениях тока. Это также подтверждается экспериментальными фактами [9]. Приведем некоторые приближенные решения для токов и напряжений в приборе при выполнении указанных условий:

$$J_{\min V}=\frac{3}{4}\frac{J_1^2}{i_1}\frac{4\beta_1+1}{(2\beta_1-1)^2};\quad V_{\min}=\frac{kT}{q}\cdot\ln\frac{J_1^2J_{10}}{2i_1^3}\frac{27\beta_1}{(2\beta_1-1)^3},\ \text{при } \theta_1=\theta_2=\frac{1}{i_1}; \quad (1.29)$$

$$J_{\min V}=\frac{9}{4}\frac{J_1^2}{L_1}\frac{\frac{b}{b+1}}{(\Delta-1)^2};\quad V_{\min}=\frac{9}{4}\frac{J_1^2J_0}{i_1'^2\,i_2'}\frac{b}{b+1}\frac{5-2\Delta}{(\Delta-1)^3}. \quad (1.30)$$

2. Структура, переходы которой зашунтированы омическими сопротивлениями

На рис. 3 представлена модель $p-n-p-n$-структуры с омическими шунтами переходов. Исходная система уравнений теперь будет иметь вид

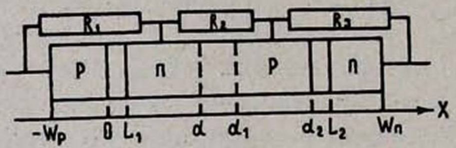

Рис. 3. Схема модели шунтированной $p-n-p-n$-структуры.

$$i_{10}\left[\frac{p(L_1)}{p_n}-1\right]+\frac{V_1}{R_1S_1}=J-i_{20}\left[\frac{p(L_1)}{p_n}\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_n}-\frac{p(d)}{p_n}-\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}+1\right],$$

$$i_{20}\left[\frac{p(L_1)}{p_n}-\frac{p(d)}{p_n}\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}+\operatorname{ch}\frac{d_n}{L_p}-1\right]=q\mu_p\bar{E}_{\text{ср}}\frac{p(d)\exp(qV_2/kT)-p_p}{\exp(dV_2/kT-1},$$

$$i_{30}\left[\frac{n(d_2)}{n_p}-\frac{n(d_1)}{n_p}\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}+\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}-1\right]=q\mu_n\bar{E}_{\text{ср}}\frac{n(d_1)\exp(qV_2/kT)-n_n}{\exp(qV_2/kT)-1},$$

$$J-i_{30}\left[\frac{n(d_2)}{n_p}\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}-\frac{n(d_1)}{n_p}-\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}+1\right]=i_{40}\left[\frac{n(d_2)}{n_p}-1\right]+\frac{V_3}{R_3S_3}, \quad (2.1)$$

где V_1, V_3 — смещения первого и третьего переходов,

S_1, S_3 — площади этих переходов, R_1, R_3 — соответствующие шунтирующие сопротивления.

Повторяя действия, изложенные в первом разделе, находим

$$\frac{n(d_2)}{n_p}-\frac{J}{i_2}-\frac{V_3}{R_3S_3i_2}+1-\beta_2\left(1-\frac{n_n}{n_p}e_k\right), \quad (2.2)$$

$$\frac{n(d_1)}{n_p}=\beta_2\frac{i_2}{qv_pn_p}\left\{\frac{n(d_2)}{n_p}+\frac{qv_nn_n}{i_{30}}e_k+\operatorname{ch}\frac{d_p}{L_n}-1\right\}, \quad (2.3)$$

$$\frac{p(L_1)}{p_n} = \frac{J}{i_1} - \frac{V_1}{R_1 S_1 i_1} + 1 - \beta_1 \left(1 - \frac{p_p}{p_n} e_k\right), \tag{2.4}$$

$$\frac{pL(d)}{p_n} = \beta_1 \frac{i_1}{q v_n p_n} \left\{ \frac{p(L_1)}{p_n} + \frac{q(v_p p_p}{i_{20}} e_k + \operatorname{ch} \frac{d_n}{L_p} - 1 \right\}. \tag{2.5}$$

Плотность тока через коллекторный переход теперь связана с напряжениями на переходах структуры следующей зависимостью:

$$J = \frac{\left(1 - \frac{p_p}{p_n} e_k\right)\left(\beta_1 J_{10} e_\lambda + \beta_2 J_{20}\right) - \beta_1 e_\lambda \frac{V_1}{R_1 S_1} - \beta_2 \frac{V_3}{R_3 S_3}}{1 - e_\lambda \beta_1 - \beta_2 - e_\lambda \int\limits_d^{d_1} \alpha dx} + \frac{V_2}{R_2 S_2}, \tag{2.6}$$

где V_2, S_2, R_2 — напряжение, площадь и шунт перехода 2.

Если $R_3 = 0$ и $R_2 = \infty$, то (2.6) переходит в характеристику диода с лавинным умножением [10]. Если V_2 достаточно мало, то ударной ионизации может не быть, тогда

$$J = \frac{\left(1 - \frac{p_p}{p_n} e_k\right)\left(\beta_1 J_{10} + \beta_2 J_{20}\right) - \beta_1 \frac{V_1}{R_1 S_1} - \beta_2 \frac{V_3}{R_3 S_3}}{1 - \beta_1 - \beta_2} + \frac{V_2}{R_2 S_2}. \tag{2.7}$$

С ростом тока снижается роль омических утечек, тогда как доля тока через переходы 1 и 3 будет увеличиваться, это приводит к появлению участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Представляет интерес рассмотреть случай симметричной $p-n-$ $-p-n$-структуры, когда $\beta_1 = \beta_2$ и $R_1 S_1 = R_3 S_3$. При больших смещениях коллекторного перехода 2 плотность тока определяется выражением

$$J = \frac{V_2}{R_2 S_2} + \frac{2\beta_1}{2\beta_1 - 1}\left(\frac{V_1}{R_1 S_1} - J_{10}\right), \tag{2.8}$$

при малых смещениях перехода 2 последнее может быть представлено в виде

$$V_2 = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} \left\{ \frac{J}{J_{10}} \frac{2\beta_1 - 1}{2\beta_1} - \frac{V_1}{J_{10} R_1 S_1} + 1 \right\}^{-1}. \tag{2.9}$$

Плотность тока, при которой имеет место инверсия напряжения, приложенного к переходу 2, связана с напряжением на эмиттерных переходах 1 и 3 соотношением

$$J_{\text{инв}} = \frac{V_1}{R_1 S_1} \frac{2\beta_1}{2\beta_1 - 1}. \tag{2.10}$$

Дифференциальное сопротивление бесконечно мало при условии

$$1 - 2\beta_1 - \int^{d_1} \alpha dx = 0 \tag{2.11}$$

или

$$2\beta_1-1=2\beta_1\cdot\frac{1}{R_1S_1}\frac{\partial V_1}{\partial J},\ \text{при}\ \int\limits_{\partial}^{p_1}\alpha dx=0; \qquad (2.12)$$

последнее условие приводит к току срыва как функции напряжения эмиттерного перехода:

$$J_{\text{ср}}=\frac{V_1}{R_1S_1}+\frac{kT}{qR_1S_1}(2\beta_1-1)^{-1}. \qquad (2.13)$$

Напряжение срыва определяется совместным решением (2.8) и (2.13). Вольт-амперная характеристика структуры при малых смещениях коллекторного перехода 2 описывается выражением

$$V=\frac{kT}{q}\ln\frac{p_p}{p_n}+2\frac{kT}{q}\ln\left(J\theta_1+1-\frac{V_1}{R_1S_1}\theta_2\right)-$$
$$-\frac{kT}{q}\ln\left(J\frac{2\beta_1-1}{2\beta_1J_{10}}+1-\frac{V_1}{R_1S_1J_{10}}\right). \qquad (2.14)$$

Дифференциальное сопротивление при этом

$$\frac{dV}{dJ}=\frac{\frac{\partial V_1}{\partial J}\left[J\frac{2\beta_1-1}{\beta_1}-\frac{1}{R_1S_1}\left(2V_1-\frac{kT}{q}\right)\right]-\frac{kT}{q}\frac{2\beta_1-1}{2\beta_1}}{\frac{J(2\beta_1-1)}{2\beta_1}-\frac{V_1}{R_1S_1}-\frac{dV_1}{dV}\left[J\frac{2\beta_1-1}{\beta_1}-\frac{1}{R_1S_1}\left(2V_1-\frac{kT}{q}\right)\right]}. \qquad (2.15)$$

Ток и напряжение, при которых структура $p-n-p-n$-типа переходит во включенное состояние, определяются из условия

$$\frac{\partial V_1}{\partial J}=\frac{kT}{q}\frac{2\beta_1-1}{2J(2\beta_1-1)-\frac{2\beta_1}{R_1S_1}\left(2V_1-\frac{kT}{q}\right)}. \qquad (2.16)$$

Таким образом, рассмотрены основные особенности вольт-амперных характеристик четырехслойных полупроводниковых приборов в случае, когда утечка осуществляется токами рекомбинации в слоях объемных зарядов переходов 1 и 3 в случае, когда эти переходы зашунтированы омическими сопротивлениями.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 17.III.1967

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. L. Moll, M. Tonenbaum, J. M. Goldey, N. Holonyak*, Proc. JRE, 44, 1174 (1956).
2. *J. M. Makintosh*, Proc. JRE, 46, 1229 (1958).
3. *Р. Е. Смолянский*, Радиотехника и электроника, 8, 1615 (1963).
4. *J. F. Gibbons*, JEEE Trans. on Electron Devices, 10, 406 (1964).
5. *Ю. С. Рябинкин*, Радиотехника и электроника, 10, 2205 (1965).
6. *А. А. Лебедев, А. И. Уваров, В. Е. Челноков*, Физика $p-n$ переходов, Рига, 1966.

7. *В. А. Кузьмин*, Радиотехника и электроника, 8, 171 (1963).
8. *W. Fulop*, Internat. J. of Electronics. 20, 399 (1966).
9. *И. В. Грехов, А. А. Лебедев, И. А. Линийчук, В. М. Тучкевич, А. И. Уваров, В. Е. Челноков, В. Б. Шуман, Н. И. Якивчик*, Физика $p—n$ переходов, Рига, 1966.
10. *Г. М. Авакьянц, Е. В. Лазарев*, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 149 (1967).
11. *C. T. Sah, R. N. Noyce, W. Snockley*, Proc. IRE. 45, 1228 (1957).

ՔԱՌԱՇԵՐՏ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ԴԻՈԴԱՅԻՆ ՄԻԱՑՈՒԹՅԱՆ ՎՈԼՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ

Դ .Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Ե. Վ. ԼԱԶԱՐԵՎ

Քառաշերտ $p—n—p—n$-կառուցվածքի կիսահաղորդիչային դիոդների վոլտ-ամպերային բնութագիրը հաշված է սարքի միջով անցնող հոսանքին ուղեկցող ինժեկցիայի ռեկոմբինացիայի (վերակարգման), գեներացիայի և հարվածային իոնիզացիայի պրոցեսների միկրոսկոպիկ դիտման հիման վրա։

Վերլուծության է ենթարկված α_1 և α_2 ուժեղացման գործակիցների կախման մեխանիզմը հոսանքից և լարվածությունից։

Ստացված է արտահայտություն փոխանջատման հոսանքի համար հաշվի առնելով հեղեղային բազմապատկումը կոլեկտորային անցման ծավալային լիցքի շերտում։

Արդյունքները համադրվում են [1, 6] եզրակացությունների հետ։

CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTIC OF FOUR-LAYER STRUCTURE IN THE DIODE SWITCHING

D. M. AVAKIANTS and E· V. LASAREV

The current-voltage characteristic of the four-layer semiconductor structure of $p—n—p—n$-type is calcul ated on the basis of „microscopic" considaration of the processes of injection, recombination, generation and impact ionization of current carrier. The influence of collector voltage on the distribution of current carrier concentration in the base regions is analyzed. The current and the voltage of the instrument with infinitesimal differential resistance is calculated.