

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА С РЕЗКИМ ПЕРЕХОДОМ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Кудряшов Н. А., Кучеренко С. С.

На основе анализа уравнений дрейфово-диффузионной модели для случая «короткого» диода (диффузионные длины много больше толщин  $p$ - и  $n$ -областей) с резким переходом и контактами рекомбинационного типа получены соотношения, описывающие зависимость ионизационного тока от параметров структуры и темпа ионизации (учитывается только межзонная генерация носителей). Определены пороговые значения темпа генерации  $G^*$ , при которых снимается потенциальный барьер  $p$ - $n$ -перехода. Проведено сравнение аналитического и численного решений. Характеристики «длинного» диода рассчитаны численно. Показано, что аналитические соотношения, полученные для случая короткого диода, являются предельными для длинного диода. Предложенный подход позволяет рассчитывать ионизационные и фотоэлектрические характеристики структур с нерезким переходом.

Расчет характеристик полупроводниковых структур, подвергающихся воздействию интенсивных ионизирующих излучений, необходим как при решении вопросов радиационной стойкости полупроводниковых элементов, работающих в радиационных полях ( $\gamma$ -излучение), так и при исследовании фотопроводников, облучаемых интенсивным лазерным излучением, солнечных батарей, работающих при концентрации солнечной энергии и т. п. Основной особенностью рассматриваемых процессов является генерация в результате воздействия ионизирующих излучений ( $\gamma$ - или фотоизлучений с энергией фотона  $\hbar\omega \geq E_g$ ) больших концентраций неравновесных носителей заряда (ННЗ). При этом простые линейные модели, основанные на предположении о зарядовой нейтральности полупроводника, для описания процессов в полупроводниковых структурах, содержащих  $p$ - $n$ -переходы, в случае высоких уровней ионизации неприменимы ввиду существенно нелинейного поведения фотоиндуцированных носителей, образующих объемный заряд как в объеме полупроводника, так и вблизи контактов. Анализ процессов в полупроводниковых структурах, подвергающихся воздействию интенсивной ионизации, проведенный в ряде работ [1, 2], базируется на упрощающих предположениях и носит оценочный характер. В ряде работ для конкретных случаев ионизационные характеристики полупроводниковых структур исследовались численно. Так, в работе [3] анализировались радиационные эффекты в кремниевых PIN-диодах и транзисторах при высоких дозах  $\gamma$ -излучения. Численный расчет кремниевого PIN-фотодетектора при интенсивном импульсном и непрерывном фотовозбуждении был проведен в [4]. Решение задачи о фотоинжекции пакета неравновесных носителей заряда в полупроводниковую структуру с  $p$ - $n$ -переходом получено в [5, 6]. В работе [7] развита теория фотоэлектрических процессов в диоде в предположении, что концентрация фотовозбужденных носителей  $\Delta n$  много больше темновой:  $\Delta n \gg n_0$ , объемным зарядом всюду вне обедненной области  $p$ - $n$ -перехода можно пренебречь. Рассматривался случай «длинного» диода:

$$\Theta_n = L_p/W_n \ll 1, \quad \Theta_p = L_n/W_p \ll 1,$$

где  $W_n, W_p$  — толщины  $n$ - и  $p$ -областей,  $L_n = (D_n \tau_n)^{1/2}$ ,  $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$  — диффузионные длины электронов и дырок соответственно. В том же предельном случае

длинных структур рассмотрены переходные ионизационные эффекты в полупроводниковых элементах в [8]. Выражение для ионизационного тока диода, приведенное в [8], имеет вид

$$I_n = eGAJ, J = \lambda_p W_p + d_0 + \lambda_n W_n, \quad (1)$$

где  $A$  — площадь перехода,  $J$  — плотность потока,  $d_0$  — толщина области, обедненной подвижными носителями заряда,  $\lambda_n$ ,  $\lambda_p$  — коэффициенты собирания носителей из  $n$ - и  $p$ -областей. В стационарном случае при низких уровнях возбуждения НЗ коэффициенты  $\lambda_n$ ,  $\lambda_p$  имеют простой вид

$$\lambda_n = \Theta_n, \quad \lambda_p = \Theta_p.$$

Для случая высоких уровней возбуждения аналитические выражения для коэффициентов собирания  $\lambda_n$ ,  $\lambda_p$  не найдены.

В настоящей работе проведен анализ процессов в кремниевом диоде с резким переходом при высоких уровнях ионизирующих излучений. Для случая

$$\Theta_n \gg 1, \quad \Theta_p \gg 1 \quad (2)$$

(«короткий» диод) на основе уравнений дрейфово-диффузионной модели проводится теоретический анализ характеристик диода в зависимости от темпа генерации  $G$  и параметров структуры. Для случая длинного диода задача решается численно.

Система уравнений дрейфово-диффузионной модели, описывающая процессы переноса НЗ в полупроводниках, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} dj_n/dx &= G - R(n, p), \quad j_n = -D_n dn/dx - \mu_n nE, \\ dj_p/dx &= G - R(n, p), \quad j_p = -D_p dp/dx + \mu_p pE, \end{aligned} \quad (3)$$

$$dE/dx = e/\epsilon\epsilon_0 (p - n + N(x)),$$

$$R(n, p) = (pn - n_{ie}^2)[1/(\tau_p(n + n_{ie}) + \tau_n(p + n_{ie})) + C_n n + C_p p].$$

При записи (2) использовались общепринятые в теории полупроводников обозначения. Значения констант оже-рекомбинации брались из работы [9].

Граничные условия к системе (2) имеют следующий вид (рассматриваются контакты металл—полупроводник):

$$\begin{aligned} j_n i &= V_n^T (n^\Gamma - n_0), \quad j_p i = -V_p^T (p^\Gamma - p_0), \\ \int_0^L E(x) dx &= \bar{U}_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $i$  — вектор нормали, направленный внутрь полупроводниковой структуры,  $V_n^T$ ,  $V_p^T$  — скорости эмиттируемых носителей,  $n_0$ ,  $p_0$  — равновесные концентрации носителей вблизи контактов,  $L$  — длина структуры,  $\bar{U}_0 = U_0 + U_{bi}$ ;  $U_0$  — приложенное внешнее напряжение,  $U_{bi}$  — встроенный потенциал.

Рассмотрим случай короткого диода (2). Отметим, что выполнение условий (2) может нарушаться при сверхвысоких уровнях фотовозбуждения  $G$  за счет уменьшения эффективного времени жизни неравновесных носителей заряда из-за включения нелинейных каналов рекомбинации. Данная ситуация будет рассмотрена особо. При выполнении (2) в системе уравнений (3) можно пренебречь рекомбинацией, в результате уравнения непрерывности запишутся в виде

$$dj_p/dx = G, \quad dj_n/dx = G. \quad (5)$$

Рассмотрим  $p$ -область диода. Вследствие высокой скорости поверхностной рекомбинации НЗ на контакте металл—полупроводник и высокой скорости выноса НЗ на  $p$ — $n$ -переходе концентрация неравновесных неосновных носителей на концах  $p$ -области хотя и возрастает при воздействии ионизации по сравнению с равновесной, но все же остается значительно меньше концентрации НЗ в объеме, поэтому можно считать, что

$$n(0) = 0, \quad n(W_p) = 0. \quad (6)$$

Второе из этих условий нарушается при снятии потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода, что наблюдается для  $G > G_n^*$ , значение  $G_n^*$  будет приведено далее. Для случая низкого уровня возбуждения [ $\Delta n \ll N_A$ ,  $\Delta n = \max(n(x))$ ,  $0 \leq x \leq W_p$ ] дрейфовой компонентой потока неосновных носителей заряда можно пренебречь ( $\mu_n \Delta n |E| \ll D_n |dn/dx|$ ), вследствие чего уравнение непрерывности для электронов (5) запишется в виде

$$D_n d^2 n / dx^2 = -G. \quad (7)$$

Решая граничную задачу (6), (7), получим

$$n(x) = -G(x - W_p)x / 2D_n. \quad (8)$$

Отсюда находим значение потока неосновных носителей на границах  $p$ -области:

$$j_n(0) = -GW_p/2, \quad j_n(W_p) = GW_p/2. \quad (9)$$

В отличие от неосновных носителей заряда поток дырок в  $p$ -области вследствие их высокой концентрации имеет доминирующую дрейфовую компоненту:

$$j_p = -D_p dp/dx + \mu_p pE \approx \mu_p N_A E. \quad (10)$$

Учитывая, что ток преимущественно создается основными носителями, т. е.  $J = j_p \approx \mu_p N_A^2 E$ , где  $N_A$  — концентрация акцепторов в  $p$ -области, можно получить характерное значение напряженности электрического поля в  $p$ -области:

$$\bar{E}_p = J / \mu_p N_A. \quad (11)$$

С ростом темпа генерации  $G$  увеличиваются как концентрация неравновесных электронов в  $p$ -области, так и напряженность электрического поля в ней. В результате дрейфовая компонента потока электронов, растущая пропорционально  $G^2$ , при некотором  $G_n$  становится сравнимой с диффузионной, растущей  $\sim G$ , а при  $G > G_n$  начинает преобладать. Для определения величины  $G_n$  необходимо найти выражение для полного потока  $J$ , которое определяется параметрами как  $p$ -, так и  $n$ -области. Поэтому до установления зависимости  $J$  от параметров структуры и темпа фотогенерации приведем выражение для  $G_n$  в следующем условном виде:

$$G_n = 4D_p N_A (J/G_n) W_p. \quad (12)$$

Полное определение величины  $G_n$  через параметры структуры может быть получено лишь после нахождения зависимости  $J(G)/G$ . При  $G \approx G_n$  (под  $\approx$  будем понимать значения  $\leq$  и  $\geq$ ) уравнение непрерывности электронов (7) переходит в (13):

$$-D_n d^2 n / dx^2 - \mu_n \bar{E}_p dn/dx = G. \quad (13)$$

Решение задачи (13), (6) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} n(x) &= -G(x - b_p^{-1})/D_n b_p + B_p \exp(-b_p x) - j_n^0 / D_n b_p, \\ B_p &= (j_n^0 - G/b_p) / b_p D_n, \quad b_p = \bar{E}_p / \varphi_T, \\ j_n^0 &= j_n(0) = G(\exp(-b_p W_p) / b_p + (W_p - b_p^{-1})) / (\exp(-b_p W_p) - 1). \end{aligned} \quad (14)$$

При  $G > G_n$  в первом порядке разложения по малому параметру  $G_n/G$  из (14) получим выражение для  $j_n^0$

$$j_n^0 = G/b_p = GD_p N_A / J \quad (15)$$

и для  $\Delta n$

$$\Delta n = -GW_p / D_n b_p. \quad (16)$$

Из (16) следует, что для кремниевой структуры  $\Delta n < N_A$  (более подробно это будет показано далее), поэтому оценка для характерного значения напряженности электрического поля  $\bar{E}_p$  (11) справедлива и в области значений интенсивно-

сти  $G > G_n$ . При  $G \gg G_n$ , как следует из (15),  $|j_n^0| \ll |J|$  (как будет показано далее, полный поток  $J$  пропорционален темпу генерации  $G$  в широком интервале изменения параметров  $p$ - и  $n$ -областей). Поэтому граничные условия для уравнений непрерывности (5) можно записать в следующем виде:

$$j_n(0) = 0, \quad j_p(0) = J. \quad (17)$$

Отсюда имеем выражение для потока электронов и дырок во всей области диода:

$$j_n = Gx, \quad j_p = Gx + J. \quad (18)$$

Увеличение напряженности электрического поля и концентрации ННЗ в  $p$ -области приводит при  $G \gg G_n$  к доминированию дрейфовой компоненты потока ННЗ. С учетом этого из (18) находим распределение напряженности электрического поля в  $p$ -области:

$$E(x) = (J + Gx)/\mu_p p \approx (J + Gx)/\mu_p N_A. \quad (19)$$

Падение потенциала в  $p$ -области равно

$$\int_0^{w_p} E(x) dx = U_p. \quad (20)$$

Значение  $U_p$  зависит, вообще говоря, от значений параметров как в  $p$ -, так и в  $n$ -областях. Если сопротивление  $p$ -области, которое можно определить как

$$R_p = \bar{E}_p W_p / eJ = W_p / e\mu_p N_A, \quad (21)$$

значительно больше сопротивления  $n$ -области

$$R_n = W_n / e\mu_n N_D, \quad (22)$$

то с ростом величины  $G$  значение  $U_p$  также будет возрастать, и при некотором  $G = G_n^*$  все напряжение высадится в  $p$ -области:  $U_p = U_0$ . Подставляя (19) в (20), при  $G = G_n^*$  для  $J$  получим

$$J = U_0 / eR_p - G_n^* W_p / 2. \quad (23)$$

Снятие потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода приводит к резкому росту концентрации ННЗ в области перехода, что вызывает включение нелинейных каналов рекомбинации. В результате в правой части  $p$ -области образуется квазинейтральная плазма ННЗ, а в левой части — запертый слой объемного заряда, на котором происходит основное падение потенциала. Наличие больших градиентов концентрации ННЗ в левой части области приводит к увеличению вклада диффузионной компоненты в поток подвижных носителей. Допущения, положенные в основу развиваемой теории, перестают выполняться, и количественный расчет процессов в этом случае может быть адекватно проведен только на основании численного решения задачи (3), (4).

Для полного определения характеристик диода при воздействии ионизирующего излучения необходимо самосогласованное описание процессов как в  $p$ - так и в  $n$ -областях. Для того чтобы получить в  $n$ -области аналогичные (6)–(23) результаты, достаточно заменить параметры  $p$ -области на параметры  $n$ -области и параметры электронов на параметры дырок. В дальнейшем нам потребуется выражение для  $j_p^0 = j_p(W_p)$ :

$$j_p^0 = G (\exp(-b_n W_n) / b_n + (W_n - b_n^{-1})) / (\exp(-b_n W_n) - 1). \quad (24)$$

справедливое при  $G \approx G_p$ , и выражение для падения потенциала в  $p$ -области при  $G \gg G_p$ :

$$\int_{W_p}^L E(x) dx = U_n, \quad (25)$$

$$E(x) = -(G(x-L) - J)/\mu_n N_D. \quad (26)$$

Отметим, что в отличие от  $p$ -области, где  $\Delta n < N_A$  как при  $G \leq G_n$ , так и при  $G \geq G_n$ , максимальное значение концентрации неравновесных неосновных носителей в  $n$ -области  $\Delta p$  при  $G \geq G_p$  может превышать концентрацию доноров  $N_D$ , если не выполнено условие

$$xW_n G/J < 1, \quad (27)$$

где  $x = D_n/D_p$ . Например, для случая  $G > G_n$ ,  $G > G_p$  из (27) следует неравенство

$$W_n < W_p/(x-1).$$

Аналогичное условие выполнения неравенства  $\Delta n < N_A$  в  $p$ -области имеет вид

$$W_n > W_p(1-x)/x.$$

и для кремния ( $x \approx 3$ ) выполняется при любом соотношении длин  $W_n$  и  $W_p$ .

В случае нарушения (27) полученные соотношения могут использоваться при  $G \leq G_p$ . При  $G_p \ll G \leq G_p^*$  ( $G_p^*$  — пороговое значение снятия потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода) независимо от справедливости (27)  $j_p(W_p) = 0$  и выражения для потоков электронов и дырок имеют вид

$$j_n = G(x-L) - J, \quad j_p = G(x-L). \quad (28)$$

Полученные нами выражения позволяют в зависимости от соотношения параметров в  $p$ - и  $n$ -областях и от величины темпа генерации определить значения полного потока  $J$ . Результаты расчетов приведены в таблице, в которой для различных соотношений между величинами  $G$ ,  $G_n$ ,  $G_p$  указаны: 1 — механизмы переноса неосновных носителей в  $p$ - и  $n$ -областях (условные обозначения, приведенные в 3 и 4 столбцах, следующие: Д — диффузионный, ДД — дрейфово-диффузионный, ДД—ДР — дрейфово-диффузионный, переходящий в дрейфовый при выполнении строгих неравенств:  $G > G_n$  или  $G > G_p$ , ДР — дрейфовый механизмы); 2 — выражения для  $J$ , определяемые параметрами структур и темпом генерации  $G$ . Эти выражения представлены в явном виде при выполнении сильных неравенств [(1), (5), (9), (13)] или в неявном виде при выполнении слабых неравенств. В последнем случае для определения  $J$  необходимо решить уравнение вида  $J = F(J)$ , где в  $F(J)$  входят функции  $j_n(0)$ ,  $j_p(W_p)$ , определенные в (14), (24); 3 — предельные выражения для  $J$  в случаях, допускающих выполнение строгих неравенств:  $G > G_n$ ,  $G > G_p$  [(6), (8), (11), (12), (14), (15), (16)] и выражения для  $G_n^*$ ,  $G_p^*$  [(5), (9)], а также выражение для  $G^*$  [(13)], которое получается из решения уравнения  $U_p + U_n = U_0$ , где  $U_p$ ,  $U_n$  определяются (20) и (25) соответственно. Выражения для  $G_n^*$ ,  $G_p^*$  [(7), (10)], а также для  $G^*$  [(14), (15)] в явном виде получить не удастся, так как для этих случаев  $J(G)$  не имеет простого явного выражения. Для оценки, однако, можно использовать значения  $G_n^*$ ,  $G_p^*$ ,  $G$ , найденные в (5), (9), (13) соответственно. Полученные значения  $G_n^*$ ,  $G_p^*$  справедливы при соответственно  $|U_0| < eLR_p G/2$  и  $|U_0| < eLR_n G/2$ . При нарушении этих неравенств пороговая интенсивность структуры равна  $G^*$ .

Отметим, что при  $G > G_p^*$  полученные выражения справедливы при выполнении условия (27) [(11), (12), (15), (16)]. Для случая сильного неравенства  $G \geq G_p^*$  выражения для тока справедливы и при нарушении условия (27). Значение пороговой интенсивности  $G_p^*$  [(9)] при нарушении условия (27) может использоваться лишь для оценки. Это же справедливо и для значения пороговой интенсивности  $G^*$  при  $R_p \leq R_n$  [при  $R_p > R_n$  основное падение потенциала происходит в  $p$ -области, и выражение для  $G^*$  справедливо независимо от выполнения (27)].

Для проверки полученных решений задача (3), (4) была решена численно. Методика численного решения изложена в [10]. В качестве тестовой структуры был выбран симметричный диод с резким  $p$ - $n$ -переходом со следующими параметрами:  $N_A = N_D = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $W_n = W_p = 50$  мкм. Как было показано, иониза-

| №<br>образ-<br>ца | $G, G_n, G_p$                                 | Области |       | $J$  | Предельные значения $J$<br>и пороговых интенсивностей   |
|-------------------|---|---------|-------|--|---|
|                   |   | $p$     | $n$   |  |   |
| 1                 | $G \ll \begin{cases} G_p \\ G_n \end{cases}$  | Д       | Д     | $-\frac{GL}{2}$                                  |   |
| 2                 | $G \ll G_p$<br>$G \leq G_n$                   | ДД      | Д     | $-G \left( \frac{W_n}{2} + W_p \right) - j_n(0)$ |   |
| 3                 | $G \leq G_p$<br>$G \ll G_n$                   | Д       | ДД    | $-G \frac{W_p}{2} + j_p(W_p)$                    |   |
| 4                 | $G \leq \begin{cases} G_p \\ G_n \end{cases}$ | ДД      | ДД    | $j_p(W_p) - j_n(0) - GW_p$                       |   |
| 5                 | $G_n \ll G \ll G_p$                           | ДР      | Д     | $-G (W_p/2 + W_p)$                               | $G \leq G_n^* = 2   \bar{U}_0 / eLR_p,$<br>$  \bar{U}_0   < eLR_p G_p / 2$  |
| 6                 | $G_n \leq G \leq G_p$                         | ДД-ДР   | Д     | $-G \frac{W_n}{2} j_n(0) - GW_p$                 | $-G \left( \frac{W_n}{2} + W_p \right) \left[ 1 + \right.$<br>$\left. + \left( 1 - 4D_p N_A / G \left( \frac{W_n}{2} + W_p \right)^2 \right)^{1/2} \right] / 2,$<br>$G > G_n$ |
| 7                 | $G_n \ll G \leq G_p$                          | ДР      | ДД    | $j_p(W_p) - GW_p$                                | $G \leq G_n^*$  |
| 8                 | $G_n \leq G \leq G_p$                         | ДД-ДР   | ДД    | $j_p(W_p) - j_n(0) - GW_p$                       | $j_p(W_p) - G [W_p + 1/b_p], G > G_n$   |
| 9                 | $G_n \gg G \gg G_p$                           | Д       | ДР    | $-G (W_p/2 + W_n)$                               | $G \leq G_p^* = 2   \bar{U}_0   / eLR_n,$<br>$  \bar{U}_0   < eLR_n G_n / 2$  |
| 10                | $G_n \gg G \gg G_p$                           | ДД      | ДР    | $j_n(0) - GL$                                    | $G \leq G_p^*$  |
| 11                | $G_n \gg G \gg G_p$                           | Д       | ДД-ДР | $-G \frac{W_p}{2} + j_p(W_p)$                    | $-G \left( \frac{W_p}{2} + W_n \right) \left[ 1 + \right.$<br>$\left. + \left( 1 - 4D_n N_D / G \left( \frac{W_p}{2} + W_p \right)^2 \right)^{1/2} \right] / 2,$<br>$G > G_p$ |
| 12                | $G_n \gg G \gg G_p$                           | ДД      | ДД    | $j_p(W_p) - j_n(0) - GW_p$                       | $-j_n(0) - G [W_p - 1/b_n], G > G_p$  |
| 13                | $G \gg \begin{cases} G_p \\ G_n \end{cases}$  | ДР      | ДР    | $-GL$  | $G \leq G^* =   \bar{U}_0   / eR_p \{ W_n \times$<br>$\times (1 + R_n / 2R_p) + W_p (1/2 + R_n / R_p) \}$   |
| 14                | $G \gg G_p$<br>$G \geq G_n$                   | ДД-ДР   | ДР    | $-j_n(0) - GL$                                   | $-GL \left[ 1 + \left( 1 - 4D_p N_A / GL^2 \right)^{1/2} \right] / 2,$<br>$G_n < G \leq G^*$  |
| 15                | $G \geq G_p$<br>$G \gg G_n$                   | ДР      | ДД-ДР | $j_p(W_p) - GL$                                  | $-GL \left[ 1 + \left( 1 - 4D_n N_D / GL^2 \right)^{1/2} \right] / 2,$<br>$G_p < G \leq G^*$  |
| 16                | $G \gg \begin{cases} G_p \\ G_n \end{cases}$  | ДД-ДР   | ДД-ДР | $j_p(W_p) - j_n(0) - GW_p$                       | $-GL \left[ 1 + \left( 1 - 4(D_n N_D + D_p N_A) / \right.$<br>$\left. GL^2 \right)^{1/2} \right] / 2, G > \begin{cases} G_n \\ G_p \end{cases}$                               |

ционные характеристики структуры определяются соотношением величин  $G_n$  и  $G_p$ . Для рассматриваемого случая  $G_p/G_n \approx R_p/R_n = \kappa$ . Исходя из этого можно определить последовательность вариантов таблицы, описывающую динамику  $I_n(G)$ : (1), (2), (8), (15) (или 13 в зависимости от  $U_0$ ). Из представленных на рис. 1 расчетов зависимости тока  $I_n$ , отнесенного к величине  $G$ , от темпа генерации  $G$  следует, что теоретический расчет с хорошей точностью соответствует результатам численных расчетов, несмотря на то, что для рассматриваемой структуры условие (27) не выполняется. Последнее обстоятельство, однако, не вносит существенных погрешностей в полученные в таблице результаты, поскольку для тестовой структуры  $R_n < R_p$ . Как видно из рис. 1, при  $G > G^*(\bar{U}_0)$ , где  $G^*(\bar{U}_0)$  — расчетные значения пороговых интенсивности, отмеченные вертикальной чертой, в зависимости  $I_n/G$  от  $G$  наблюдается резкий спад. При отсутствии нелинейной рекомбинации ( $C_n = C_p = 0$ ) он обусловлен возникновением запорного слоя объемного заряда в приконтактной части более высокоомной  $p$ -области (кри-

вая 2—2'). Поскольку реально действие оже-рекомбинации влияет на динамику ННЗ, спад зависимости  $I_n/G$  значительно усиливается (кривая 2—2'). Отметим, что особенностью поведения зависимости  $I_n/G$  при  $G_p \ll G \leq G^*$  является выход на постоянное значение, равное  $eL$  (кривые 2). Максимальное значение величины тока  $I_n^*$  достигается при  $G=G^*$  ( $\bar{U}_0$ ). Значение  $I_n^*$  для случая обратносмещенного

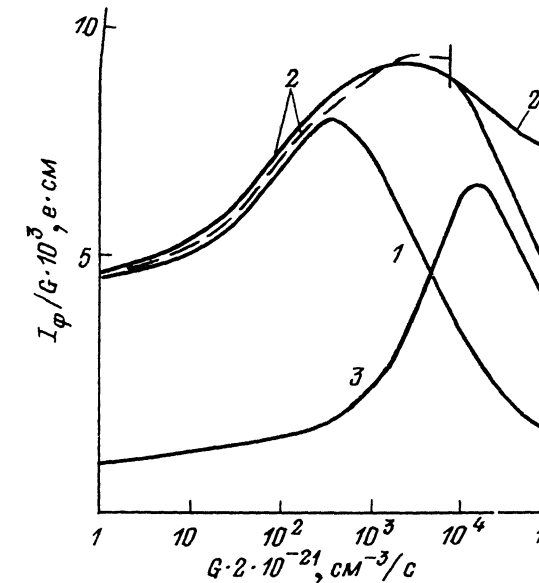


Рис. 1. зависимость фототока от интенсивности излучения.

1 —  $U_0=0$  В;  $\Theta=10$ ; 2, 2', 2'' —  $U_0=-20$  В;  $\Theta=10$ ; 2, 2' — без учета оже-рекомбинации; 2, 2', 2'' — с учетом оже-рекомбинации; 3 —  $U_0=0$  В;  $\Theta=0.1$ . Сплошные линии — численный расчет, штриховые теоретические зависимости.

диода с  $|\bar{U}_0| \gg eLR_pC_p/2$  равно  $eG^*L=8/3e\mu_pN_A|\bar{U}_0|/L$ . Более высоколегированные структуры имеют большую величину  $I_n^*$ , однако при  $G < G^*$  ( $N_A$ ) ток менее легированной структуры больше (кривые 1, 3). Для случая длинного диода влияние рекомбинации приводит к уменьшению величины тока (кривая 3)

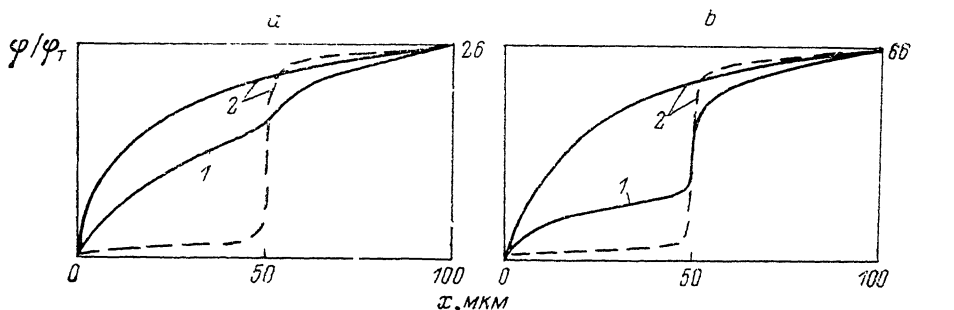


Рис. 2. Распределения потенциала  $\varphi(x)$  для случаев «короткого» ( $\Theta=10$ , сплошные линии) и «длинного» ( $\Theta=0.1$ , штриховые линии) диода.

1 —  $G_1=0.8 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup>/с, 2 —  $G_2=2 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup>/с.  $U_0$ , В: а — 0, б — -1.

и к сдвигу максимума зависимости  $I_n/G$  от  $G$  в сторону больших  $G$ . Последний эффект связан с тем, что снятие потенциального барьера  $p-n$ -перехода в случае длинных структур происходит при больших  $G$ , что показывают приведенные на рис. 2 распределения потенциала при  $G_1=G^*$  ( $U_0=0$  В) и  $G_2=G^*$  ( $U_0=-1$  В). Пороговая интенсивность для длинного диода при  $U_0=0$  В равна  $G^*=4 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup>/с. Как следует из полученного решения, при  $G < G^*$  в  $p$ -области  $\Delta n < N_A$ , для  $n$ -области в случае нарушения условия (27) концентрация ННЗ превышает «темновую» концентрацию основных носителей  $\Delta p > N_D$ . В соответствии с этим

приведенные на рис. 3 распределения ННЗ при  $G < G_2$  (кривые 2) имеют пологую левую часть и колоколообразную правую часть с концентрацией ННЗ, превосходящей концентрацию ионизованных примесей  $N_D$ . В случае  $G > G_1$  (кривые 1) снятие потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода приводит к резкому росту концентрации ННЗ на  $p$ - $n$ -переходе.

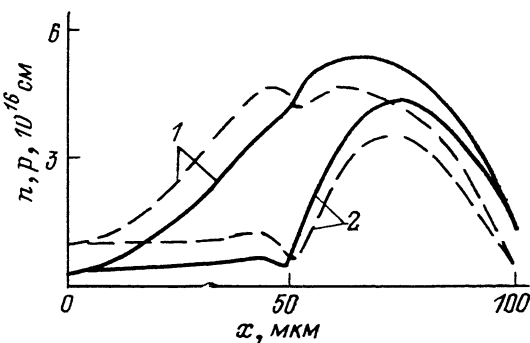


Рис. 3. Распределение концентрации ННЗ при  $G=1.6 \cdot 10^{23}$  см<sup>-3</sup>/с,  $\Theta=10$ .

$U_0$ , В: 1 — 0, 2 — -1. Сплошные линии — электроны, штриховые — дырки.

Таким образом, соотношения, полученные на основе анализа уравнений дрейфово-диффузионной модели для случая короткого диода, с высокой точностью позволяют определить ионизационный ток и пороговую интенсивность, при которой снимается потенциальный барьер  $p$ - $n$ -перехода. Для случая длинных диодов полученные соотношения могут быть использованы в качестве предельных. Предложенный подход позволяет описывать ионизационные и фотоэлектрические характеристики структур с нерезким  $p$ - $n$ -переходом (диффузионные, эпитаксиальные и т. п.).

#### Список литературы

- [1] Коршунов Ф. П., Богатырев Ю. В., Вавилов В. А. Воздействие радиации на интегральные микросхемы. Минск, 1986. 254 с.
- [2] Агаханян Т. М., Аствацатурьян Е. Р., Скоробогатов П. К. Радиационные эффекты в интегральных микросхемах. М., 1989. 256 с.
- [3] Gwyn C. W., Shcarfetter D. L., Wirth J. L. // IEEE Trans. 1967. V. NS-14. N 6. P. 153—159.
- [4] Conti M., Corda G., Padova M. De // Sol. St. Electron. 1979. V. 22. P. 151—155.
- [5] Андреев В. М., Еремин В. К., Ломашевич С. А., Строкан Н. Б. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 10. С. 1856—1860.
- [6] Андреев В. М., Еремин В. К., Строкан Н. Б. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 9. С. 1629—1633.
- [7] Keating P. N. // J. Appl. Phys. 1963. V. 36. N 2. P. 564—570.
- [8] Larin F. Radiation effects in semiconductor devices. N. Y., 1968.
- [9] Вайткус Ю., Гривичкас В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 10. С. 1894—1902.
- [10] Кудряшов Н. А., Кучеренко С. С., Сыцько Ю. И. // Математическое моделирование. 1989. Т. 1. В. 1. С. 12.

Московский инженерно-физический институт

Получена 21.11.1990  
Принята к печати 15.03.1991