

01;06

## **К вопросу о степени блокировки поверхностной рекомбинации фотоносителей в полупроводниках приповерхностным варизонным слоем**

© В.А. Холоднов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва  
E-mail: vkholodnov@mail.ru; kholodnov@cplire.ru

Поступило в Редакцию 19 мая 2010 г.

Математически корректно рассмотрена модель фотовозбуждения носителей слабым излучением в поверхностно-варизонных полупроводниках со ступенчатым профилем варизонного поля на варизонно-гомогенной границе. Выведено явное условие обеспечения блокировки поверхностной рекомбинации фотоносителей.

В создании варизонных (квазиэлектрических) полей [1–3] состоит одно из наиболее эффективных средств совершенствования различных полупроводниковых приборов [1–7]. Аналитическое рассмотрение рабочих, в том числе фотоэлектрических, характеристик варизонных полупроводников обычно проводится либо в модели однородной (см., например, [8–10]), либо в модели ступенчато-однородной (см., напр., [11–14]) напряженности варизонного поля  $E_{var}$ . В последнем случае возникает вопрос об условиях сшивки решений на границах раздела варизонных слоев. Сюда же относится и задача о степени блокировки поверхностной рекомбинации фотоносителей, возбужденных в гомогенной области образца, варизонным приповерхностным слоем [14]. Казалось бы, что при отсутствии рекомбинационных и зарядовых состояний на границах

раздела можно требовать непрерывность напряженности фотоиндуцированного электрического поля  $E_{ph}$  [11,12] и плотностей электронного  $I_{ph}^{(n)}$  и дырочного  $I_{ph}^{(p)}$  фототоков [12,13]. Такой обычный подход был применен и в работе [14]. Однако он математически недостаточно корректен. Дело в том, что из-за разрыва  $E_{var}$  нельзя, строго говоря, проводить интегрирование уравнения Пуассона для  $E_{ph}$  и уравнений непрерывности для  $I_{ph}^{(n)}$  и  $I_{ph}^{(p)}$  в окрестности варизонно-гомогенной границы. По этой причине, видимо, при вычислениях в работе [14] нарушалось исходно предполагавшееся условие локальной квазинейтральности в варизонных слоях вблизи варизонно-гомогенной границы. В данной работе построена и рассмотрена корректная квазинейтральная математическая модель слабого фотовозбуждения носителей в образцах с приповерхностным варизонным слоем при непрерывном изменении  $E_{var}(x)$ . Решение при ступенчатом профиле  $E_{var}(x)$  есть следствие предела  $\Delta \rightarrow 0$ , где  $\Delta = x_2 - x_1$  — толщина переходного слоя (рис. 1).

Ориентируясь прежде всего на узкозонный  $n\text{-Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  материал с приповерхностными варизонными слоями, который используется для создания пороговых ИК фотоприемников, в том числе фоторезисторов нового поколения [6,15,16], примем следующие допущения.

**1.** Межзонные фотогенерация и рекомбинация (Оже). **2.** Локальная квазинейтральность фотовозбужденной плазмы (см. ниже), т.е. концентрация фотоэлектронов  $n_{ph}$  и фотодырок  $p_{ph}$  с большой точностью равны друг другу. **3.** Электронное сродство  $\chi(x) = \text{const}$  [17,18]. **4.** Равновесная концентрация основных носителей (электронов)  $n_e(x) = \text{const}$ . **5.** Линейное приближение по плотности скорости фотогенерации  $g$  (пороговый фотоприемник  $\rightarrow$  слабая засветка). Эти допущения позволяют записать

$$I_{ph}^{(n)} = q\mu_n n_e E_{ph} + qD_n \frac{\partial p_{ph}}{\partial x}, \quad I_{ph}^{(p)} = q\mu_p (p_e \cdot E_{ph} + p_{ph} \cdot E_{var}) - qD_p \frac{\partial p_{ph}}{\partial x}, \quad (1)$$

где в нулевом приближении по  $p_e/n_e \ll 1$  и в первом приближении по  $p_{ph}/n_e \ll 1$

$$E_{ph}(x) = \frac{(D_p - D_n)}{\mu_n \cdot n_e} \cdot \frac{\partial p_{ph}}{\partial x} - \frac{\mu_p \cdot E_{var}}{\mu_n \cdot n_e} \cdot p_{ph} \propto g, \quad (2)$$

$p_e(x)$  — равновесная концентрация дырок;  $\mu_n, \mu_p$  и  $D_n, D_p$  — подвижности и коэффициенты диффузии электронов и дырок;  $q$  — заряд электро-

на **6.** Отсутствие рекомбинационных и зарядовых поверхностных [дельта ( $x$ )-образных] состояний, а функция  $E_{var}(x)$  непрерывна. Поэтому  $I_{ph}^{(n)}(x)$ ,  $I_{ph}^{(p)}(x)$  и  $E_{ph}(x)$  — всюду непрерывные функции. **7.** В варизонном слое  $\{1\}$  ( $-W \leq x \leq x_1$ ) ширина запрещенной зоны  $\mathcal{E}_g(x)$  линейно зависит от  $x$ , а в переходной области  $\{\sim\}$  ( $x_1 \leq x \leq x_2$ ) — квадратично (рис. 1, *a*), т. е. (рис. 1, *b*):

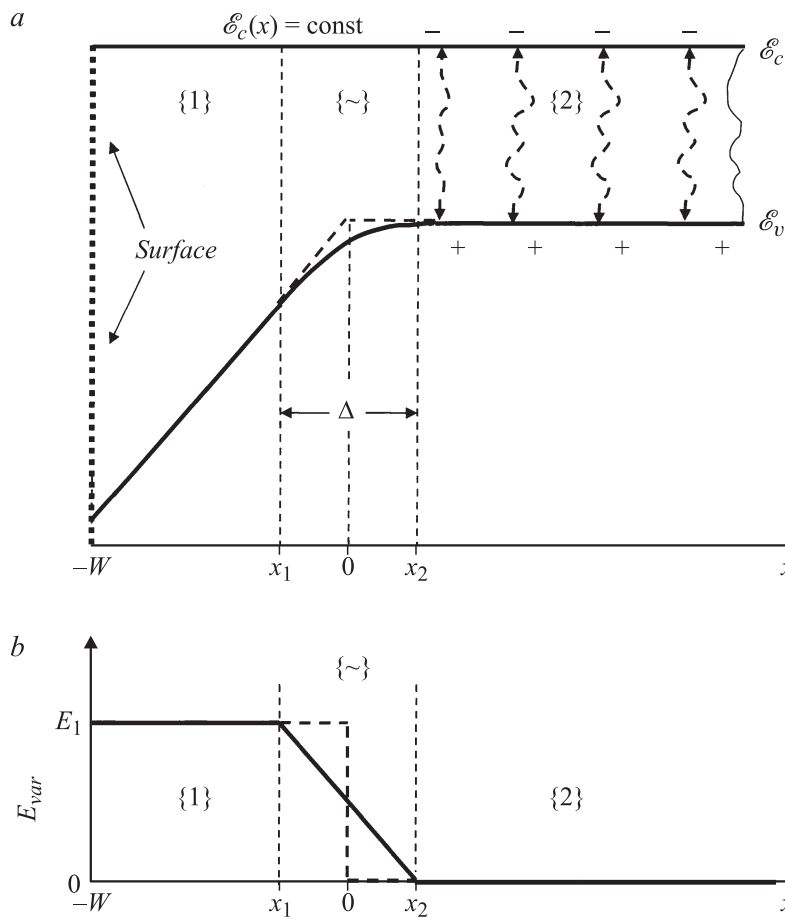
$$E_{var}(x) = \begin{cases} E_1 = \text{const}, & \text{при } -W \leq x \leq x_1, \\ E_1 \cdot (x_2 - x)/\Delta, & \text{при } x_1 \leq x \leq x_2, \\ 0, & \text{при } x \geq x_2. \end{cases} \quad (3)$$

Соотношения (3) позволяют провести аналитическое решение задачи для тонких переходных слоев  $\Delta$ , в том числе для  $\Delta \rightarrow 0$ . **8.** Наихудшая ситуация, когда скорость поверхностной рекомбинации бесконечно большая, т. е.  $p_{ph}(-W) = 0$ . **9.** Время жизни фотоносителей  $\tau(x) = \text{const}$  и равно времени жизни в гомогенной области  $\{2\}$   $\tau$  (в варизонных слоях при Оже-рекомбинации время жизни превышает  $\tau$ ). Однако это допущение несущественно, так как толщина варизонного слоя  $W$ , как правило, не больше амбиполярной диффузионной длины фотоносителей, обычно с большой точностью равной длине неосновных носителей (в нашем случае — дырок  $L_p = \sqrt{D_p \tau}$ ). **10.** Гомогенный слой полубесконечен, а фотогенерация в нем однородна ( $g(x) = \text{const}$ , рис. 1, *a*). Это допущение непринципиально, однако, заметно упрощает выкладки.


В рассматриваемых условиях, используя стандартный подход (см., например, [2,8–10,12–14]) и условие  $\lim_{x \rightarrow \infty} p_{ph}(x) = g \cdot \tau$ , нормированные на  $g \cdot \tau$  концентрации фотоносителей в областях  $\{1\}$  и  $\{2\}$  в нулевом приближении по  $p_e/n_e \ll 1$  можно представить в виде:

$$k(x) = \frac{p_{ph}^{(1)}(x)}{g \cdot \tau} = k^{(1)}(x) \equiv \frac{\psi_1(x)}{\psi_1(x_1)} \cdot k^{(1)}(x_1), \quad \text{при } -W \leq x \leq x_1, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} k(x) &= \frac{p_{ph}^{(2)}(x)}{g \cdot \tau} = k^{(2)}(x) \\ &\equiv [k^{(2)}(x_2) - 1] \cdot \exp\left(\frac{(\Delta/2) - x}{L_p}\right) + 1, \quad \text{при } x \geq x_2, \end{aligned} \quad (5)$$



**Рис. 1.** Энергетическая диаграмма полупроводника с приповерхностным варизонным слоем (а) и распределение варизонного поля (b). Принято:

$x_2 = -x_1 = \Delta/2$ .  — фотогенерация носителей.  $\mathcal{E}_c$  и  $\mathcal{E}_v$  — энергии дна зоны

проводимости и потолка валентной зоны.

где

$$\psi_1(x) = Z \cdot \exp(x/L_2) - \exp(-x/L_1), \quad L_{1,2} = (l \pm d)/2, \quad l = \sqrt{d^2 + 4L_p^2}, \quad (6)$$

дрейфовая длина дырок в варизонном поле  $E_1$

$$d = \mu_p \cdot E_1 \cdot \tau, \quad (7)$$

$$Z = \exp(l \cdot W/L_p^2). \quad (8)$$

В переходной области  $\{\sim\}$ , т. е. при  $-\Delta/2 = x_1 \leq x \leq x_2 = \Delta/2$  (рис. 1), в том же приближении концентрация фотоносителей определяется соотношениями

$$p_{ph}(x) = \tilde{p}_{ph}(x) \equiv f(x) \cdot \exp\left[-\frac{\tilde{\varphi}(x)}{2}\right], \quad \tilde{\varphi}(x) = \varepsilon_2 \cdot \left(\frac{x_2 - x}{\Delta}\right)^2, \quad (9)$$

$$L_p^2 \cdot \frac{\partial^2 \tilde{f}}{\partial x^2} + c(x) \cdot \tilde{f}(x) = 0, \quad (10)$$

где

$$c(x) = [1 - \varepsilon_1 - \tilde{\varphi}(x)]/\varepsilon_1, \quad \varepsilon_1 = 2\Delta/d, \quad \varepsilon_2 = \tilde{\varphi}(x_1) = (q \cdot \Delta \cdot E_1)/2kT. \quad (11)$$

Уже при толщинах  $\Delta$  переходной области  $\{\sim\}$  в несколько сотен нанометров обычно

$$\varepsilon \equiv \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \ll 1. \quad (12)$$

Пренебрегая в числителе выражения (11) для  $c(x)$  слагаемыми  $\varepsilon_1$  и  $\tilde{\varphi}(x)$ , получим

$$\tilde{p}_{ph}(x) = \{\tilde{C}_1 \cdot \cos[\alpha(x)] + \tilde{C}_2 \cdot \sin[\alpha(x)]\} \cdot \exp[\tilde{\varphi}(x)/2], \quad (13)$$

где

$$\alpha(x) = \sqrt{\varepsilon_2} \cdot (x/\Delta), \quad (14)$$

$\tilde{C}_1$  и  $\tilde{C}_2$  — константы интегрирования. Из требований непрерывности  $I_{ph}^{(n)}$ ,  $I_{ph}^{(p)}$  и  $E_{ph}$  в точках  $x_1$  и  $x_2$  можно найти

$$k^{(1)}(x_1) \equiv \frac{p_{ph}^{(1)}(x_1)}{g \cdot \tau} = 2A \cdot \exp\left(-\frac{\varepsilon_2}{2}\right), \quad (15)$$

$$k^{(2)}(x_2) \equiv \frac{P_{ph}^{(2)}(x_2)}{g \cdot \tau} = A \cdot \left[ 2 \cos(\sqrt{\varepsilon_2}) + (a \cdot \sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}) \cdot \sin(\varepsilon_2) \right], \quad (16)$$

где

$$A = \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{2a \cdot \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \cos \sqrt{\varepsilon_2} + (a \cdot \varepsilon_1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \varepsilon_2 - 2) \cdot \sin \sqrt{\varepsilon_2}} \quad (17)$$

$$a = \frac{L_2 \cdot \exp((\Delta/2L_1) + Z \cdot L_1 \cdot \exp(-\Delta/2L_2))}{L_p \cdot \psi_1(x_1)}. \quad (18)$$

Представляет интерес проанализировать предельный случай  $\Delta \rightarrow 0$ , отражающий собой ситуацию со скачкообразным изменением варизонного поля в точке  $x = 0$ . Обозначим

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} k(x) \equiv \lim_{\Delta \rightarrow 0} [P_{ph}(x)/(g \cdot \tau)] = k_0(x). \quad (19)$$

Из выражений (15) и (16) следует, что

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} k^{(1)}(x_1) = \lim_{\Delta \rightarrow 0} k^{(2)}(x_2) \equiv k_0(0) = \frac{L_p \cdot (Z - 1)}{L_p \cdot (Z - 1) + L_1 + Z \cdot L_2}, \quad (20)$$

т. е. концентрация фотоносителей в точке скачка непрерывна. В то же время

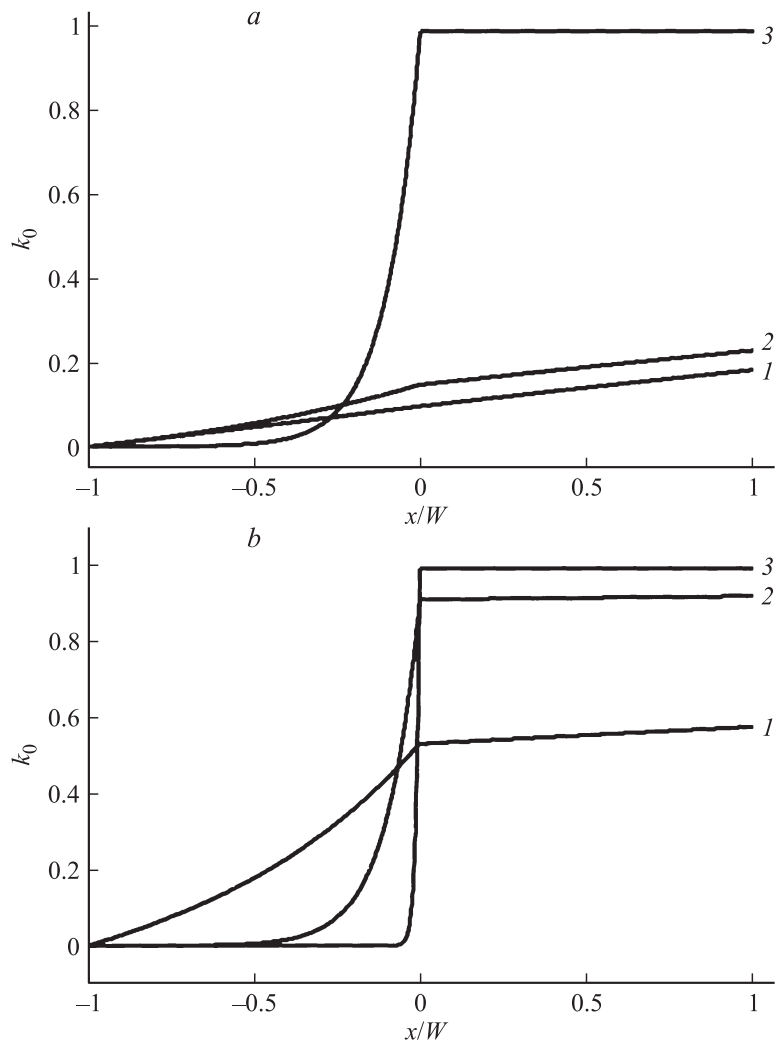
$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\partial k^{(2)}/\partial x|_{x=x_1}}{\partial k^{(1)}/\partial x|_{x=x_2}} = \frac{L_1 + Z \cdot L_2}{L_2 + Z \cdot L_1} \neq 1, \quad (21)$$

$$D_p \cdot [\partial k_0^{(1)}/\partial x|_{x=0} - \partial k_0^{(2)}/\partial x|_{x=0}] = \mu_p \cdot E_1 \cdot k_0(0), \quad (22)$$

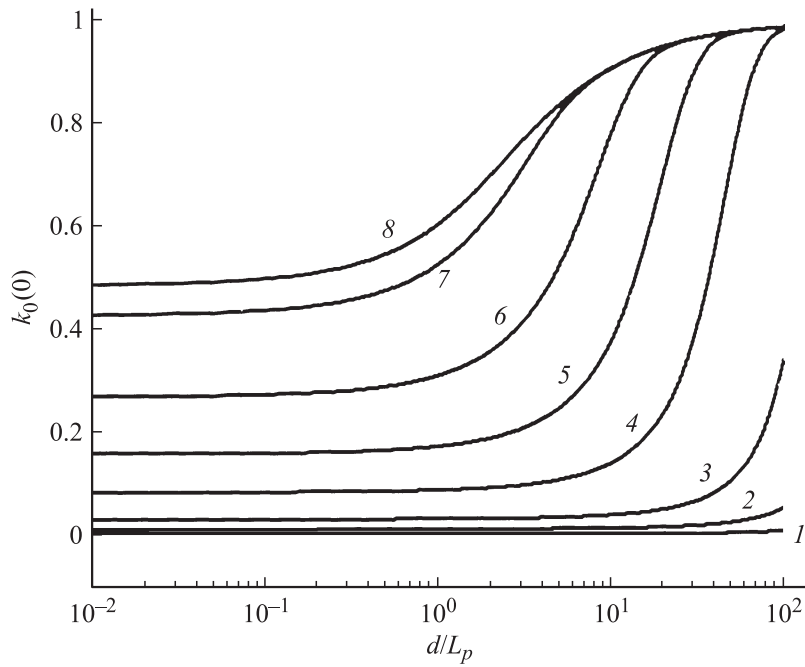
т. е. в точке  $x = 0$  производные от концентрации по  $x$  терпят разрыв. Отличие в производных растёт по мере увеличения варизонного поля  $E_1$ . Рис. 2 иллюстрирует пространственное распределение фотоносителей при скачкообразном изменении  $E_{var}$ .

Зависимости  $k_0(0)$  от отношения дрейфовой длины фотодырок в варизонном поле  $d$  к их диффузионной длине  $L_p$  изображены на рис. 3. Как видно из соотношения (20), предельная эффективность фотовозбуждения носителей [ $k_0(0) = 1$ ] достигается при

$$\frac{L_p \cdot (Z - 1)}{L_1 + Z \cdot L_2} \gg 1. \quad (23)$$



**Рис. 2.** Пространственное распределение концентрации фотодырок при скачке напряженности варизонного поля в точке  $x = 0$  для различных отношений толщины варизонного слоя  $W$  и дрейфовой длины фотодырок  $d$  к их диффузионной длине  $L_p$ .  $a$  —  $W/L_p = 0.1$ ,  $b$  —  $W/L_p = 1$ . Значения  $d/L_p$ : 1 — 1, 2 — 10, 3 — 100.



**Рис. 3.** Зависимости эффективности фотовозбуждения носителей на границе гомогенного слоя с варизонным  $k_0(0)$  от  $d/L_p$  при скачкообразном изменении варизонного поля в точке  $x = 0$  для различных толщин варизонного слоя  $W$ . Значения  $W/L_p$ : 1 — 0.01, 2 — 0.02, 3 — 0.04, 4 — 0.1, 5 — 0.2, 6 — 0.4, 7 — 1, 8 — 2.

В заключение отметим, что условие квазинейтральности

$$\left| \frac{\partial E_{ph}}{\partial x} \right| \ll \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot q \cdot p_{ph}, \quad (24)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость, сводится к двум неравенствам

$$\frac{(L_2 + Z \cdot L_1) \cdot E_1}{b \cdot n_e \cdot L_p^2 \cdot (Z - 1)} \ll \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot q, \quad \frac{kT}{q} \cdot (1 - b) \cdot \frac{Z \cdot L_1^2 - L_2^2}{n_e \cdot L_p^4 \cdot (Z - 1)} \ll \frac{4\pi}{\epsilon} \cdot q, \quad (25)$$

которые обычно выполняются с большим запасом.



## Список литературы

- [1] *Крёмер Г.* // УФН. 2002. Т. 172. № 9. С. 1091 (1087)–1101.
- [2] *Васильев А.М., Ландсман А.П.* Полупроводниковые фотопреобразователи. М.: Советское радио, 1971. Гл. II. Разд. 6. С. 46–55.
- [3] *Ильин В.И., Мусихин С.Ф., Шик А.Я.* Варизонные полупроводники и гетероструктуры. Санкт-Петербург: Наука, 2000. Гл. 1, разд. 1.1–1.4. Гл. 4, разд. 4.1.
- [4] *Техника оптической связи.* Фотоприемники / Под ред. У. Тсанга. М.: Мир, 1988. Гл. 1. Разд. 1.4.4, 1.4.5.
- [5] *Данкус Л., Пожела К., Пожела Ю., Шиленас А., Юцене В., Ясутис В.* // ФТП. 2005. Т. 39. В. 2. С. 281–284.
- [6] *Мынбаев К.Д., Иванов-Омский В.И.* // ФТП. 2006. Т. 40. В. 1. С. 3–23.
- [7] *Бобренко Ю.Н., Павелец С.Ю., Павелец А.М.* // ФТП. 2009. Т. 43. В. 6. С. 830–835.
- [8] *Константинов О.В., Царенков Г.В.* // ФТП. 1976. Т. 10. В. 4. С. 720–728.
- [9] *Бывальый В.А., Волков А.С., Гольдберг Ю.А., Дмитриев А.Г., Царенков Б.В.* // ФТП. 1979. Т. 13. В. 6. С. 1110–1115.
- [10] *Соколовский Б.С., Иванов-Омский В.И., Ильчук Г.А.* // ФТП. 2005. Т. 39. В. 12. С. 1409–1417.
- [11] *Казаринов Р.Ф., Царенков Г.В.* // ФТП. 1976. Т. 10. В. 2. С. 297–303.
- [12] *Холоднов В.А., Другова А.А.* // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 12. С. 42–50.
- [13] *Савицкий И.Г., Соколовский Б.С.* // ФТП. 1997. Т. 31. В. 1. С. 3–5.
- [14] *Drugova A., Kholodnov V., Nikitin M.* // Physica Status Solidi (c). 2005. V. 2. N 3. P. 1212–1217.
- [15] *Chekanova G.V., Drugova A.A., Kholodov V.A., Nikitin M.S.* // Proceedings of SPIE. 2008. V. 7113. P. 71131A (1–7).
- [16] *Ижнин А.И., Ижнин И.И., Мынбаев К.Д., Иванов-Омский В.И., Баженов Н.Л., Смирнов В.А., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Сидоров Г.Ю.* // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. В. 3. С. 103–110.
- [17] *Migliorato P., White A.M.* // Solid State Electronics. 1983. V. 26. N 1. P. 65–69.
- [18] *Smith D.L.* // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 1. P. 83–85.