

УДК 621.315.592

**Особенности варизонных фотодиодов с немонотонным координатным профилем ширины запрещенной зоны**

*Б. С. Соколовский, В. К. Писаревский, А. П. Власов*

Львовский национальный университет им. Ив. Франко, г. Львов, Украина

*Г. А. Ильчук*

Национальный университет "Львовская политехника", г. Львов, Украина

*Теоретически исследованы особенности варизонных фотодиодов, в которых ширина запрещенной зоны линейно возрастает с увеличением расстояния от металлургической границы p-n-перехода. На основе полученного аналитического выражения для фототока проанализированы спектральное распределение квантовой эффективности фотопреобразования, а также ее зависимость от градиента ширины запрещенной зоны и скорости поверхностной рекомбинации. Численные расчеты выполнены применительно к тонкослойному фотодиоду на основе варизонного твердого раствора CdHgTe. Обсуждены преимущества данного типа варизонных фотодиодов по сравнению с их гомозонными аналогами.*

Модель варизонной p-n-структуры, в которой минимум ширины запрещенной зоны достигается на металлургической границе p-n-перехода, была предложена в работе [1]. Наличие в такой структуре квазиэлектрических сил, смещающих неравновесные носители в сторону p-n-перехода, и пространственная неоднородность собственной концентрации носителей позволяют существенно снизить обратный ток, связанный с тепловой генерацией носителей заряда в базовых областях и на омических контактах. Уникальной особенностью предложенных структур является возможность реализации при отрицательных смещениях немонотонной зависимости тока от напряжения. Форма энергетической диаграммы

таких p-n-переходов и специфика переноса носителей в них указывают на привлекательность данных структур для фотодиодных применений. В этой связи несомненный интерес представляет разработка теории тонкослойных фотодиодов на основе варизонных полупроводников с немонотонной координатной зависимостью ширины запрещенной зоны, которая позволяла бы прогнозировать свойства варизонных фотоприемников.

В данной работе в рамках некоторых упрощающих предположений произведен аналитический расчет фототока в указанных варизонных p-n-структурах и проанализирована его зависимость от энергии фотонов и градиента ширины запрещенной зоны.

**Модель фотодиода:  
исходные предположения  
и математические соотношения**

Рассмотрим варизонную структуру, в которой области  $-d_p < x < 0$  и  $0 < x < d_n$  одновременно легированы, соответственно, акцепторными и донорными примесями с концентрациями  $N_a$  и  $N_d$ . Предполагается, что ширина запрещенной зоны  $E_g$  линейно увеличивается с координатой от металлургической границы p-n-перехода

( $x = 0$ ), на которой происходит резкое изменение концентрации примесей (рис. 1, а). Кусочно-линейной зависимостью характеризуется и координатный профиль электронного сродства  $\chi$ . Координатные изменения  $E_g$  и  $\chi$  в p- и n-областях определяются постоянными коэффициентами

$$\gamma_p = -\frac{1}{kT} \frac{dE_g}{dx} \Big|_{x<0}, \quad \lambda_n = -\frac{1}{kT} \frac{dE_g}{dx} \Big|_{x>0};$$

$$\beta_p = -\frac{1}{kT} \frac{d\chi}{dx} \Big|_{x<0}, \quad \beta_n = -\frac{1}{kT} \frac{d\chi}{dx} \Big|_{x>0},$$

где  $kT$  — тепловая энергия.

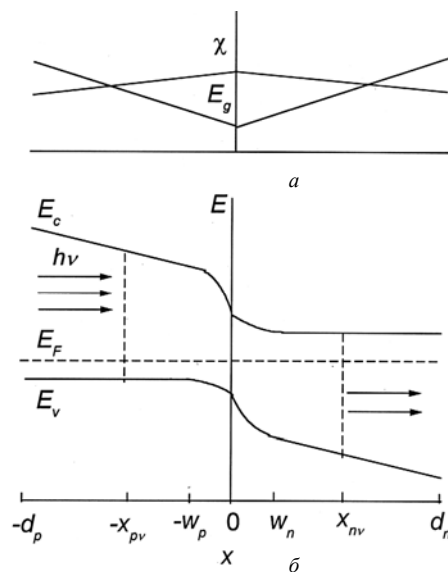


Рис. 1. Координатные профили ширины запрещенной зоны и электронного сродства (а), равновесная энергетическая диаграмма (б) исследуемого варизонного фотодиода

Заметим, что для каждого варизонного полупроводника между коэффициентами  $\beta_{p,n}$  и  $\gamma_{p,n}$  существует

связь, определяемая химическим составом твердого раствора, в частности, в случае варизонного твердого раствора  $\text{CdHgTe}$   $\beta_{p,n} \cong \cong 2/3\gamma_{p,n}$  [2].

В результате перераспределения носителей заряда в окрестности металлургической границы возникает область пространственного заряда (ОПЗ), простирающаяся на расстояния  $w_n, w_p$ . Внутренние области варизонных баз фотодиода в случае линейного профиля  $E_g$  характеризуются отсутствием объемного заряда и наличием постоянного электрического поля, обеспечивающим формирование энергетической диаграммы с нулевым наклоном края зоны основных носителей заряда [3]. Схематически равновесная энергетическая диаграмма рассматриваемой варизонной структуры показана на рис. 1, б.

Предполагается, что фотодиод освещается монохроматическим излучением со стороны  $p$ -области. Будем считать, что коэффициент поглощения света является ступенчатой функцией от энергии фотона и, следовательно, координаты, т. е.

$$\alpha(x) = \alpha_0 \theta[hv - E_g(x)] = \alpha_0 \theta[x - x_{pv}] \theta[x_{nv} - x], \quad (1)$$

где  $x_{pv, nv} = \frac{hv - E_g(0)}{kT\gamma_{p,n}}$  — расстояния от плоскостей,

в которых начинается и прекращается поглощение фотонов заданной энергии;

$\theta(\zeta)$  — единичная функция ( $\theta = 1$  при  $\zeta \geq 0$ ,  $\theta = 0$  при  $\zeta < 0$ ).

С учетом (1) функции генерации фотоносителей в  $p$ - и  $n$ -областях имеют следующий вид:

$$G_p(x) = \eta R F_0 \alpha_0 \theta[x + x_{pv}] \exp[-\alpha_0(x + x_{pv})];$$

$$G_n(x) = \eta R F_0 \alpha_0 \theta[x_{nv} - x] \exp[-\alpha_0(x_{nv} - x)],$$

где  $\eta$  — квантовый выход внутреннего фотоэффекта;

$R$  — коэффициент отражения света от поверхности полупроводника (возможное многократное отражение света не учитывается);

$F_0$  — падающий поток квантов;

$\alpha_0$  — постоянная.

Перенос неравновесных носителей заряда, в том числе возбуждаемых светом, в квазинейтральных областях фотодиода описывается уравнениями [4]:

$$\frac{d^2 n_p}{dx^2} - \gamma_p \frac{dn_p}{dx} - \frac{n_p}{L_n^2} = -\frac{n_{i0}^2}{L_n^2 N_a} \exp(\gamma_a x) - \frac{\tau_n G_p(x)}{L_n^2} \quad \text{при } -d_p \leq x \leq -w_p; \quad (2)$$

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} + \gamma_n \frac{dp_n}{dx} - \frac{p_n}{L_p^2} = -\frac{n_{i0}^2}{L_p^2 N_d} \exp(-\gamma_n x) - \frac{\tau_p G_n(x)}{L_p^2} \quad \text{при } w_p \leq x \leq d_p, \quad (3)$$

где  $L_n, L_p, \tau_n, \tau_p$  — диффузные длины и времена жизни электронов и дырок, соответственно, которые предполагаются постоянными в структуре;  $n_{i0}$  — собственная концентрация носителей заряда на металлургической границе  $p$ - $n$ -перехода ( $x = 0$ ).

Уравнения (2) и (3) следует дополнить следующими граничными условиями:

$$n_p(-w_p) = \frac{n_{i0}^2}{N_a} \exp(-\gamma_p w_p) \exp \frac{eU}{kT};$$

$$p_n(w_n) = \frac{n_{i0}^2}{N_d} \exp(-\gamma_n w_n) \exp \frac{eU}{kT}, \quad (4)$$

которые соответствуют границам ОПЗ при приложении внешнего напряжения  $U$ , а также двумя граничными условиями

$$\frac{dn_p(-d_p)}{dx} - \gamma_p n_p(-d_p) = \frac{\sigma \tau}{L_n^2} \left[ n_p(-d_p) - \frac{n_{i0}^2}{N_a} \exp(-\gamma_p d_p) \right]; \quad (5)$$

$$p_n(d_n) = \frac{n_{i0}^2}{N_d} \exp(-\gamma_n d_n), \quad (6)$$

первое из которых должно выполняться на освещаемой поверхности  $x = -d_p$ , характеризуемой скоростью поверхностной рекомбинации неравновесных носителей  $s$ , а второе — на омическом контакте на тыльной стороне фотодиода.

Протяженности ОПЗ  $w_p$  и  $w_n$  в  $p$ - и  $n$ -частях, фигурирующие в граничных условиях (4), зависят от приложенного напряжения  $U$ , а также от градиентов  $E_g, \chi$  и определяются выражениями [5]

$$w_p = L_{Dp}^2 \left[ -\beta_p - \gamma_p + \sqrt{\frac{2e}{kT} \frac{U_e + U_{\nabla} - U}{L_{Dp}^2 + L_{Dn}^2}} \right];$$

$$w_n = L_{Dn}^2 \left[ \beta_n + \sqrt{\frac{2e}{kT} \frac{U_e + U_{\nabla} - U}{L_{Dp}^2 + L_{Dn}^2}} \right],$$

где

$$U_e = U_{e0} - 2U_{\nabla} + \frac{kT}{e} \delta \left[ \delta + \sqrt{\frac{2e}{kT} (U_{e0} - U_{\nabla}) + \delta^2} \right];$$

$$U_{\infty} = (kT/e) \ln(N_a N_d / n_{i0}^2);$$

$$U_{\nabla} = \frac{kT}{2e} \left[ L_{Dp}^2 (\beta_p^2 + \gamma_p^2) + L_{Dp}^2 \beta_n^2 \right];$$

$$L_{Dp,n} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 N_{a,d}}}; \quad \delta = \frac{(\beta_p + \gamma_p)L_{Dp}^2 - \beta_{Dn}^2}{\sqrt{L_{Dp}^2 + L_{Dn}^2}},$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость варизонного полупроводника;  
 $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная.

**Результаты расчета и их обсуждение**

Полный ток, протекающий через фотодиод, можно представить как алгебраическую сумму диффузионно-дрейфовых токов неосновных носителей заряда на границах ОПЗ и тока  $I_F^{SCR}$ , обусловленного фотогенерацией в ОПЗ (вкладом тока термической генерации-рекомбинации носителей в ОПЗ пренебрегаем)

$$I = \frac{eAL_n^2}{\tau_n} \left[ \frac{dn_p(-w_p)}{dx} - \gamma_p n_p(-w_p) \right] - \frac{eAL_p^2}{\tau_p} \left[ \frac{dp_n(w_n)}{dx} + \gamma_p n_p(-w_p) \right] - I_F^{SCR}, \quad (7)$$

где  $A$  — площадь фотодиода.

Решая уравнения (2), (3) с граничными условиями (4)—(6) и подставляя эти данные в (7), получаем следующее выражение для ВАХ варизонного фотодиода:

$$I = I_r(U) \left[ \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] - I_{ph}^{sc},$$

где обратный ток "насыщения"  $I_r(U)$  и фототок короткого замыкания  $I_{ph}^{sc}$  состоят из следующих составляющих:

$$I_r(U) = I_r^p(U) + I_r^n(U);$$

$$I_{ph}^{sc} = I_F^p + I_F^n + I_F^{SCR}.$$

В приведенных выше выражениях имеем:

$$I_r^p(U) = \frac{eAn_0^2 L_n^2 \left[ \gamma_p^+ (\gamma_p^- + s) f_p - \gamma_p^- (\gamma_p^+ + s) \right]}{\tau_n N_a \left[ \gamma_p^+ + s - (\gamma_p^- + s) f_p \right]} \exp(-\gamma_p w_p);$$

$$I_r^n(U) = \frac{eAn_0^2 L_p^2 (\gamma_p^+ - \gamma_n^- f_n)}{\tau_p N_d (1 - f_n)} \exp(-\gamma_n w_p);$$

$$\gamma_{n,p}^\pm = \frac{1}{2} \left[ \mp \gamma_{n,p} \pm \sqrt{\gamma_{n,p}^2 + 4L_{p,n}^{-2}} \right];$$

$$I_F^p = \Phi_p \frac{(\alpha_0 + \gamma_p^+) (\gamma_p^+ + s) \Phi_p^- - (\alpha_0 + \gamma_p^-) (\gamma_p^- + s) \Phi_p^+ f_p}{\gamma_p^+ + s - (\alpha_0 + \gamma_p^-) f_p} —$$

при  $x_{pv} > w_p$ ;  $I_F^p = 0$  — при  $x_{pv} \leq w_p$ ;

$$I_F^n = \Phi_n \frac{(\alpha_0 + \gamma_n^+) \Phi_n^+ f_n - (\alpha_0 + \gamma_n^-) \Phi_n^-}{1 - f_n} \times$$

$$\times \exp[-\alpha_0 (x_{nv} + x_{pv})] —$$

при  $x_{nv} > w_n$ ;  $I_F^n = 0$  — при  $x_{nv} \leq w_n$ ;

$$\Phi_p = F_0 \frac{e\eta R A \alpha_0 L_n^2}{\alpha_0^2 L_n^2 + \gamma_p \alpha_0 L_n^2 - 1};$$

$$\Phi_n = F_0 \frac{e\eta R A \alpha_0 L_p^2}{\alpha_0^2 L_p^2 - \gamma_n \alpha_0 L_n^2 - 1};$$

$$f_{n,p} = \exp \left[ -\sqrt{\gamma_{n,p}^2 + 4L_{p,n}^{-2}} (d_{n,p} - w_{n,p}) \right];$$

$$\Phi_p^\pm = \exp \left[ \gamma_p^\pm (x_{pv} - w_p) \right] - \exp \left[ \alpha_0 (w_p - x_{pv}) \right];$$

$$\Phi_n^\pm = \exp \left[ \gamma_n^\pm (w_n - x_{nv}) \right] - \exp \left[ \alpha_0 (x_{nv} - w_n) \right];$$

$$I_F^{SCR} = 2eAF_0 \left[ \exp[-\alpha_0 (x_{pv} - w_p)] - \exp[-\alpha_0 (x_{pv} + w_n)] \right] —$$

при  $x_{pv} > w_p$ ;

$$I_F^{SCR} = 2eAF_0 \left[ 1 - \exp[-\alpha_0 (x_{pv} + x_{nv})] \right] —$$

при  $x_{pv} \leq w_p$ .

С использованием полученных формул был выполнен расчет фототока короткого замыкания  $I_{ph}^{sc}$  для фотодиода на основе варизонного твердого раствора CdHgTe с содержанием Cd на металлургической границе  $p$ - $n$ -перехода  $x_{Cd} = 0,3$ . При расчетах выбирались такие значения параметров [6—7]:  $T = 77$  К,  $\tau_n = \tau_p = 10^{-7}$  с,  $L_n = 30$  мкм,  $L_p = 10$  мкм,  $N_a = N_d = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\alpha_0 = 3 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>.

Результаты расчета для двух значений градиента  $E_g$  и скорости поверхностной рекомбинации  $s$  приведены на рис. 2 в зависимости от нормированной энергии фотонов. Область спектральной чувствительности варизонного фотодиода соответствует перепаду ширины запрещенной зоны в фотодиоде и расширяется при увеличении градиента  $E_g$ .

Как видно из рис. 2, в большей части области спектральной чувствительности нормированная на  $\eta R$  кван-

товая эффективность фотопреобразования ( $I_{ph}^{\infty} / e\eta RF_0$ ) близка к единице.

В длинноволновой области спектра квантовая эффективность монотонно уменьшается к нулю вследствие сужения области поглощения и оказывается меньше эффективности соответствующего гомозонного фотодиода с  $E_g = E_g(0)$  и значениями других параметров такими, как в рассматриваемой варизонной структуре (см. пунктирные линии на рис. 2).

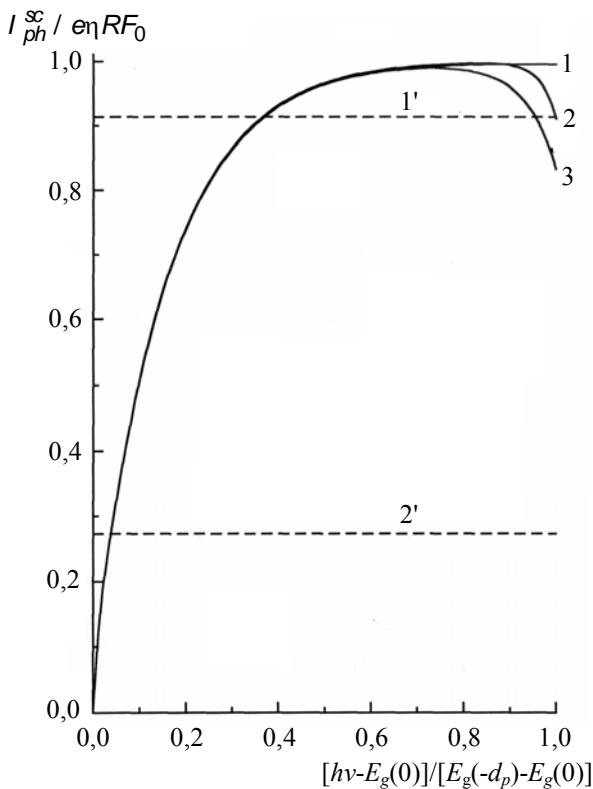


Рис. 2. Зависимость фототока короткого замыкания от энергии фотонов для варизонного фотодиода на основе твердого раствора CdHgTe переменного состава с содержанием Cd на металлургической границе  $x_{Cd} = 0,3$  при  $T = 77$  К,  $N_a = N_d = 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $\gamma_p = \gamma_n$ ,  $d_p = d_n = 10$  мкм при различных значениях градиента ширины запрещенной зоны  $|dE_g/dx|$ , эВ/см:

0 (1', 2'); 100 (1, 3); 200 (2) и скорости поверхностной рекомбинации  $s$ , см/с: 0 (1, 1');  $10^4$  (2, 2', 3)

В то время, как в гомозонном фотодиоде квантовая эффективность фотопреобразования очень чувствительна к поверхностной рекомбинации фотоносителей (см. рис. 2, кривые 1', 2'), в случае варизонного фотодиода влияние поверхностной рекомбинации сильно ослабляется (см. рис. 2, кривые 1—3).

В коротковолновой области спектра квантовая эффективность варизонного фотодиода больше, чем в случае гомозонного фотодиода даже при нулевой скорости поверхностной рекомбинации, что объясняется как большим значением коэффициента сбора фотоносителей в варизонной базе по сравнению с однородной базой, так и уменьшением роли рекомбинации на тыльном омическом контакте.

При приложении достаточно большого обратного смещения ( $e|U| \gg kT$ ) ток в фотодиоде равен

$$I_{ph} = -I_r(U) - I_{ph}^{\infty},$$

т. е чувствительность фотодиода при регистрации слабых сигналов возрастает с уменьшением обратного тока темновых носителей  $I_r(U)$ . В рассматриваемом типе варизонной структуры обратный ток существенно меньше обратного тока гомозонного  $p$ - $n$ -перехода (рис. 3), причем в отличие от последнего заметно уменьшается с ростом обратного смещения (рис. 4).

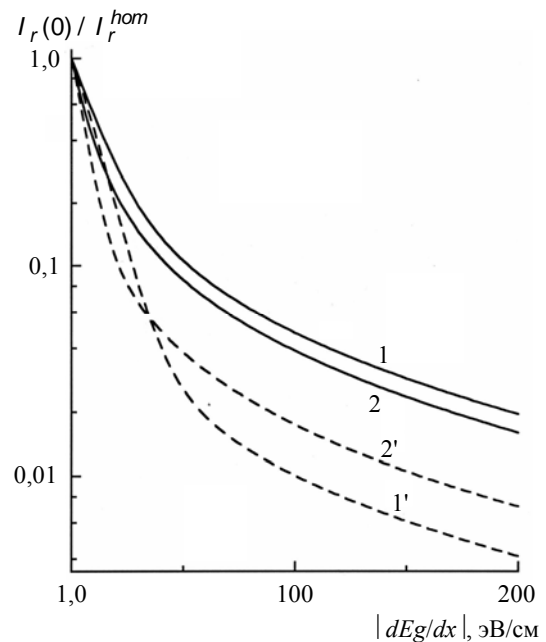


Рис. 3. Зависимость обратного тока CdHgTe варизонного фотодиода от градиента ширины запрещенной зоны при различных значениях толщины базовых областей  $d_n = d_p$ , мкм: 10 (1, 1'); 20 (2, 2') и скорости поверхностной рекомбинации  $s$ , см/с: 0 (1, 2);  $10^4$  (2, 2').

Состав на металлургической границе и другие параметры CdHgTe те же, что на рис. 2.  $I_r^{hom}$  — обратный ток соответствующего гомозонного фотодиода

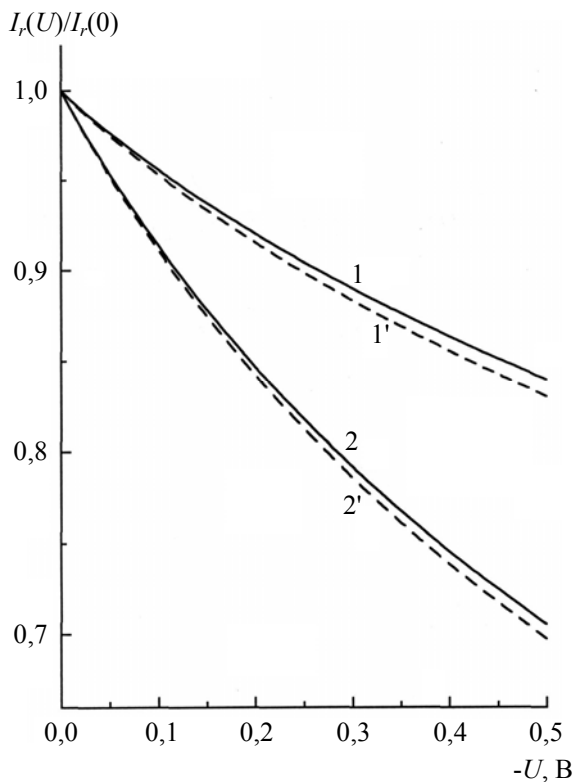


Рис. 4. Зависимость обратного тока CdHgTe варизонного фотодиода от приложенного напряжения при различных значениях градиента ширины запрещенной зоны  $|dE_g/dx|$ , эВ/см: 100 (1, 1'); 200 (2, 2') и скорости поверхностной рекомбинации  $s$ , см/с: 0 (1, 2);  $10^4$  (1', 2').

Состав на металлургической границе и другие параметры CdHgTe те же, что на рис. 2

### Заключение

Проведенный аналитический расчет фототока тонкослойной варизонной  $p$ - $n$ -структуры с немонотонным координатным профилем ширины запрещенной зоны свидетельствует о ряде важных преимуществ данного типа варизонного фотодиода по сравнению с его гомозонным аналогом. Показано, что координатное изменение ширины запрещенной и наличие квазиэлектрических полей приводит к расширению области спектральной чувствительности, увеличению квантовой эффективности фотопреобразования в коротковолновой области за счет уменьшения рекомбинационных потерь на освещаемой поверхности фотодиода, омическом контакте и в базовых областях  $p$ - $n$ -структуры. Малые значения обратного тока и его уменьшение с ростом напряжения являются важными факторами, содействующими повышению пороговой чувствительности варизонного фотодиода.

### Л и т е р а т у р а

1. Соколовский Б. С. // ФТП. 2001. Т. 35. № 11. С. 1285.
2. Eich D., Ortner K., Groh U., Chen Z. H., Becker C. R., Landwehr G., Fink R., Umbach E. // Phys Stat. Sol. (a), 1999. V. 173. № 1. С. 261.
3. Соколовский Б. С. // УФЖ. 1994. Т. 39. № 3—4. С. 327.
4. Константинов О. В., Царенков Г. В. // ФТП. 1976. Т. 10. № 4. С. 720.
5. Соколовский Б. С. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 5. С. 66.
6. Properties of Narrow Gap Cadmium-Based Compounds // Ed. by P. Sapper. — INSPEC, 1994.
7. Физика соединений  $A_1B_{VI}$  / Под ред. А. Н. Георгобини, М. К. Шеймана. — М.: Мир, 1986.

Статья поступила в редакцию 23 ноября 2004 г.

## Peculiarities of graded-gap photodiodes with nonmonotonic coordinate profile of the band gap

B. S. Sokolovsky, V. K. Pysarevsky, A. P. Vlasov  
Ivan Franko National University of Lviv, Lviv, Ukraine

G. A. Il'chuk  
Lviv National Polytechnic National University, Lviv, Ukraine

*The paper theoretically investigated the peculiarities of graded-gap photodiodes in which the band gap linearly increases from the metallurgical boundary of  $p$ - $n$ -junction. On the basis of derived analytical expression for the photocurrent the spectral distribution of quantum efficiency of photoconversion and its dependence on the band gap gradient and surface recombination velocity are analysed. Numerical calculations are carried out as applied to a thin layer photodiode based on the CdHgTe graded-gap solid solution. The advantages of this type of graded-gap photodiodes over their homoband analogues are discussed.*