

УДК 621.315.592

Ф. В. Гаспарян, Г. Г. Агасарян

Новый механизм внутреннего усиления в инжекционных фотодиодах из компенсированного полупроводника

(Представлено чл.-корр. АН Армении В. М. Арутюняном 1/VII 1991)

Известно, что с помощью инжекционных фотодиодов (ИФ) возможно создание фотоприемников ближнего и среднего ИК диапазона, управляемых светом генераторов, переключателей, элементов памяти (1-3). ВАХ ИФ однозначно определяется распределением напряженности электрического поля (НЭП) в базовой области, а оно в свою очередь обусловлено условием компенсации (2, 9). Известные технологические приемы введения в объем полупроводника компенсирующих примесей дают возможность четко контролировать распределение глубоких уровней (ГУ).

Обычно распределение примесей подчиняется гауссовскому распределению. Известно, что создание градиента концентрации легируемых примесей способствует увеличению эффективности солнечных элементов на 10—15% (10), инжекционного усиления в ИК фотоприемниках—на порядок (2, 9).

Ниже представлены результаты теоретического исследования влияния неоднородного распределения примесных атомов, создающих глубокие уровни в запрещенной зоне полупроводника на распределение напряженности электрического поля, фоточувствительность и коэффициент инжекционного усиления p^+nn^+ структур из кремния.

На рис. 1 изображена схематическая картина изучаемой p^+nn^+ структуры (а, б, в), ее энергетическая зонная диаграмма (г) и кривая распределения примесных атомов по глубине базы (д). Здесь d — длина, W — толщина базы, $h\nu$ — энергия падающего кванта излучения. Примем, что концентрация мелких доноров N_D равномерно распределена по всей базе, а ГУ с концентрацией $N_A(x)$ распределены равномерно (рис. 1, д):

$$N_A(x) = N_{A1} \exp(-a_1 x), \quad 0 \leq x \leq x_1,$$

$$N_A(x) = N_{A0} = \text{const}, \quad x_1 < x \leq d, \quad a_1 x_1 = \ln \frac{N_{A1}}{N_{A0}}. \quad (1)$$

При рассмотрении явления токопрохождения в компенсированном полупроводнике в теории обычно принимают несколько приближений ⁽²⁾:

а) структура считается «длинной», применяется дрейфовое приближение;

б) допускается выполнимым условие квазинейтральности базы;

в) краевые p^+n и n^+n контакты считаются идеально инжектирующими.

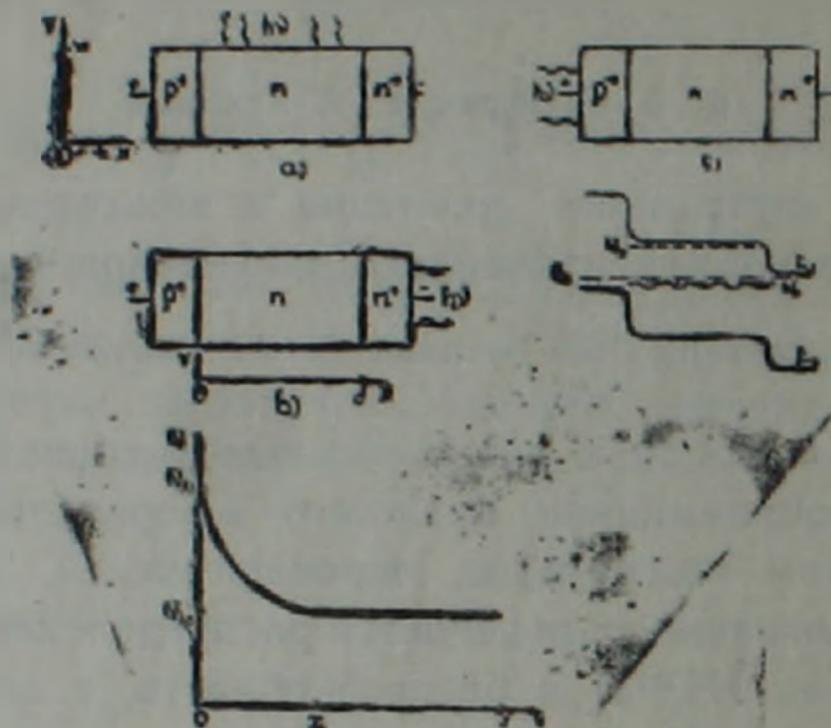


Рис. 1. Схематическая картина ИФ со структурой p^+nn^+ (а, б, в). ее энергетическая зонная диаграмма (z) и профиль распределения примесных атомов (д)

Рассмотрим влияние света из области собственного поглощения на характеристики ИФ (рис. 1), изготовленного из полупроводника, компенсированного примесью, создающей акцепторный уровень в верхней половине запрещенной зоны. Такая ситуация характерна для $Si < Ag >$. С помощью уравнения непрерывности дырочного тока и выражения для концентрации неосновных носителей p , полученного для умеренного уровня инжекции ⁽²⁾, получим следующее дифференциальное уравнение для напряженности электрического поля E :

$$\frac{EdE}{1 - \frac{eu_n N_1 F \tau_p}{j \beta n_1} E} = \frac{j \beta}{eu_n u_p \tau_p N_D} dx. \quad (2)$$

Здесь F — световой фактор (интенсивность излучения), представляющий собой произведение плотности фотонов N_Φ на коэффициент поглощения α и квантовый выход η .

$$a_1 = \frac{1}{\theta_1} - \frac{b+2}{b}, \quad b = \frac{u_n}{u_p}, \quad \theta_1 = \frac{\omega_n}{\omega_p}, \quad K = \frac{b}{1+b}, \quad \gamma = \frac{1}{\theta_1} - \frac{1}{b},$$

$$n_0 = \frac{j}{eu_n E}, \quad N_1 = \gamma N_D + \frac{n_1}{K} + \frac{N_A(x)}{b}, \quad \beta = 1 + \frac{N_A(x) - N_D}{n_1}.$$

Остальные обозначения в (2) обычные (2). Уравнение (2) решается методом последовательных приближений с помощью граничного условия $E=0, x=0$. В нулевом приближении для E получим выражение

$$E_0 = \left(\frac{2\beta/x}{e\mu_n \mu_p \tau_p N_D} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Оно, естественно, совпадает с темновым выражением НЭП (см., например (2)).

В дальнейшем, при решении уравнения (2) в первом приближении, рассмотрим три случая направления падения излучения (см. рис. 1).

В случае, когда направление падения излучения перпендикулярно каналу тока, принимая легко выполнимое условие $\alpha W < 1$, можно не учитывать ослабление интенсивности излучения в направлении X (рис. 1, а) и провести расчеты при условии $F = F_0 = \text{const}$. Тогда в первом приближении из (2) и (3) получим следующее выражение для НЭП E

$$E_1 = E_0 \left[1 - \frac{2N_1 \tau_p F_0}{3n_1 N_D} \left(\frac{2ebN_D x}{j\beta\tau_p} \right)^{1/2} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что влияние освещения приводит к уменьшению E , но существенно не влияет на характер ее распределения. Это имеет простое физическое объяснение—под влиянием излучения в полупроводнике создаются избыточные фотоносители, растет проводимость базы, падает НЭП на ней. ВАХ можно получить интегрированием $E_1(x)$ по всей базе, считая, что распределение (4) уже полностью охватило большую часть базы. Тогда падение напряжения на базе будет равно

$$V = \int_0^d E_1(x) dx,$$

откуда

$$j_1 = \frac{9}{8} e\mu_n \mu_p \tau_p \frac{N_D}{\beta d^3} \left(V + \frac{N_1 F_0 d^2}{3n_1 \mu_p N_D} \right)^2. \quad (5)$$

Как и следовало ожидать, предсрывная ВАХ имеет квадратичную форму. Токовая фоточувствительность S_i определяется выражением

$$S_i = \frac{I_\Phi}{SP_{\text{изл}}} = \frac{Si_\Phi}{SP_{\text{изл}}} = \frac{j_\Phi}{P_{\text{изл}}}. \quad (6)$$

Где I_Φ — фототок, j_Φ — плотность фототока, которая определяется из (5):

$$j_\Phi = \frac{ebd\tau_p N_1^2 F_0^2}{8\beta n_1^2 N_D}.$$

$P_{\text{изл}}$ — плотность мощности падающего излучения, которая определяется через поток фотонов N_Φ выражением

$$P_{\text{изл}} = h\nu \cdot N_{\Phi} = \frac{hc}{\lambda} N_{\Phi},$$

h — постоянная Планка, c — скорость света, λ — длина волны излучения.

Вспомним, что по определению $F_0 = \eta \alpha N_{\Phi}$. Примем $\eta = 1$, и воспользуемся выражением $\alpha(\lambda)$ для межзонного прямого поглощения (11)

$$\alpha(\lambda) = \frac{2e^2 (2m_r)^{3/2} \pi \left(\frac{hc}{\lambda} - E_g \right)^{3/2}}{3\epsilon_0 m_0^2 h^2 c n_n \frac{hc}{\lambda}} \quad (7)$$

Здесь E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость среды, m_0 — масса свободного электрона, n_n — коэффициент преломления полупроводника, m_r — приведенная масса ($m_r = m_n m_p / (m_n + m_p)$), m_n и m_p — эффективные массы электронов и дырок. Используя выражения (6)–(7), для токовой фоточувствительности получим выражение

$$S_{\text{II}} = \frac{ebd \epsilon_p N_i^2}{\beta n_i^2 N_D} \cdot P_{\text{изл}} m_r \left(\frac{m_r}{m_0} \right)^4 \left(\frac{4\pi e^2}{3h^2 c n_n \epsilon_0} \right)^2 \cdot \frac{\lambda}{hc} \cdot \left(1 - \frac{\lambda E_g}{hc} \right)^{3/2} \quad (8)$$

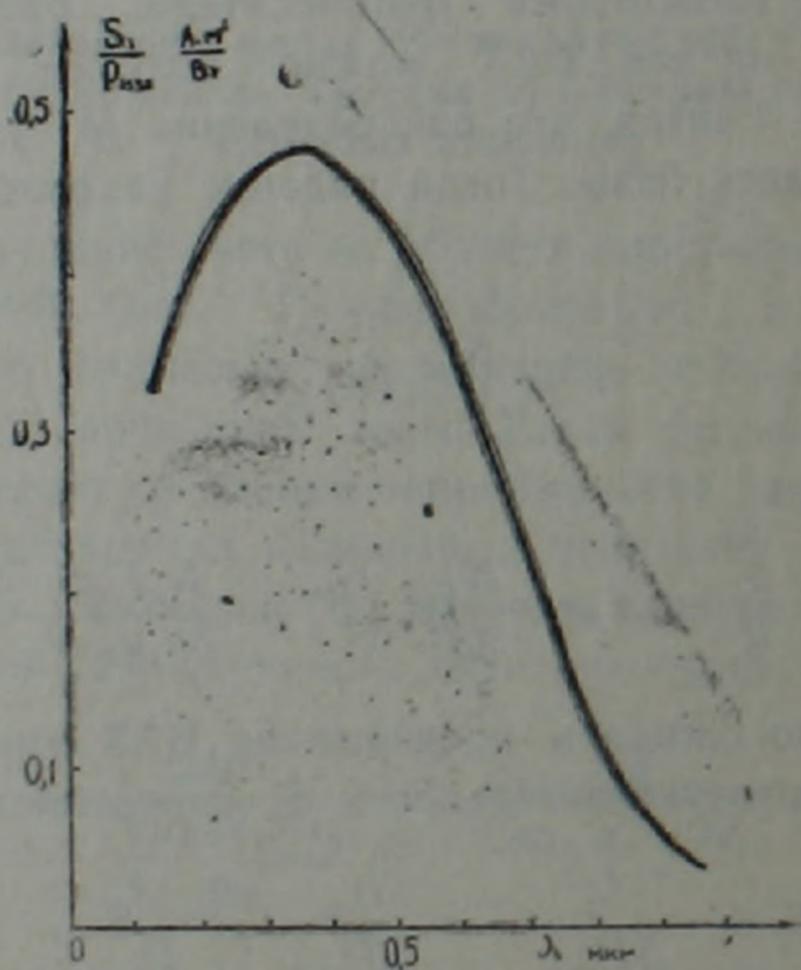


Рис. 2. Спектральная зависимость фоточувствительности S_{II} при $T=300$ К

Спектральная зависимость S_{II} для случая $n\text{-Si}(\text{Ag})$ представлена на рис. 2. Максимальное значение спектральной фоточувствительности находится при $\lambda \approx 0,3$ мкм и равно $\frac{S_{i \text{ max}}}{P_{\text{изл}}} \approx 0,45$ А·м²/Вт. Вольтовая фоточувствительность будет равна

$$S_{01} = \frac{V_{\Phi}}{SP_{\text{изл}}} = \frac{2d^2 N_1}{9S u_p n_1 N_D} \cdot \frac{\pi e^2 (2m_r)^{1/2}}{\epsilon_0 m_0^2 h^2 c n_n} \cdot \left(\frac{\lambda}{hc}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{\lambda E_E}{hc}\right)^{1/2}. \quad (9)$$

Коэффициент инжекционного усиления $(^1)$ в этом случае равен

$$G = \frac{N_1}{n_1} \left(F_0 + \frac{n_r}{\tau_n}\right) \left(\frac{ebd \tau_p}{2\beta j N_D}\right)^{1/2}, \quad (10)$$

где n_r — концентрация тепловых равновесных электронов, τ_n — время жизни электронов. При вышеуказанных параметрах для n -Si (Ag) $G > 1$.

Рассмотрим случай, когда направление падения излучения совпадает с каналом тока (рис. 1 б). Так как в направлении X длина базы d больше диффузионных длин носителей тока и имеет место существенное ослабление интенсивности излучения, необходимо учесть, что

$$F = F_0 \exp(-\alpha x). \quad (11)$$

Подставляя нулевое решение (3) в знаменатель левой части дифференциального уравнения (2), с учетом (11) получим выражение НЭП в первом приближении (E_2)

$$E_2 = E_0 \left\{ 1 - \frac{2N_1 F_0 \tau_p}{3n_1 N_D} \left(\frac{2ebN_D x}{\beta j \tau_p}\right)^{1/2} \cdot \left(1 - \frac{3}{5} \alpha x\right) \right\}^{1/2}. \quad (12)$$

Интегрированием $E_2(x)$ от 0 до d получим ВАХ

$$j_2 = \frac{9}{8} e u_n u_p \tau_p \frac{N_D}{\beta d^3} \left[V + \frac{F_0 N_1 d^2}{3u_p n_1 N_D} \left(1 - \frac{2}{5} \alpha d\right) \right]^2. \quad (13)$$

Сравнение показывает, что $\frac{E_2}{E_1} > 1$, а $\frac{S_{12}}{S_{11}} = \frac{j_2}{j_1} < 1$, где S_{11} — фоточувствительность в случае, когда направление падения излучения совпадает с направлением канала тока. Очевидно, что $S_{12} < S_{11}$.

Рассмотрим случай, когда направление падения излучения противоположно направлению тока (рис. 1, в). Примем, что $F = F_0 \exp X[a(d-x)]$. Расчеты, проведенные для этого случая, дают следующие результаты:

Напряженность электрического поля E_3

$$E_3 = E_0 \left\{ 1 - \frac{2N_1 F_0 \tau_p}{3n_1 N_D} \left(\frac{2ebN_D x}{j \tau_p}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{3}{5} \alpha x\right) \exp(-\alpha d) \right\}^{1/2}. \quad (14)$$

Вольтамперная характеристика

$$j_3 = \frac{9}{8} e u_n u_p \tau_p \frac{N_D}{\beta d^3} \left\{ V + \frac{N_1 F_0 d^2}{3u_p n_1 N_D} \left(1 + \frac{2}{5} \alpha d\right) \exp(-\alpha d) \right\}^2. \quad (15)$$

Сравнение полученных результатов показывает, что

$$\frac{E_3}{E_1} < 1, \quad \frac{j_3}{j_1} > 1.$$

Для вольтовой фоточувствительности получим следующее выражение:

$$S_{03} = \frac{2N_1 d^2}{9n_1 u_p N_D S} \cdot \frac{\pi e^2 \sqrt{2m_r}}{\epsilon_0 h^2 c n} \left(\frac{2m_r}{m_0}\right)^2 \sqrt{\frac{\hbar c}{\lambda}} \left(1 - \frac{iE_g}{\hbar c}\right)^{3/2} \times \\ \times \left[1 + \frac{4\pi d r^2 \sqrt{2m_r}}{15\epsilon_0 h^2 c n_n} \left(\frac{2m_r}{m_0}\right)^2 \sqrt{\frac{\hbar c}{\lambda}} \left(1 - \frac{iE_g}{\hbar c}\right)^{3/2} \right] \times \\ \times \exp \left[-\frac{2\pi d^2 \sqrt{2m_r}}{3\epsilon_0 h^2 c n_n} \left(\frac{2m_r}{m_0}\right)^2 \sqrt{\frac{\hbar c}{\lambda}} \left(1 - \frac{iE_g}{\hbar c}\right)^{3/2} \right] \quad (16)$$

Следовательно

$$\frac{S_{03}}{S_{01}} = \left[1 + \frac{4\pi d e^2 \sqrt{2m_r}}{15\epsilon_0 h^2 c n_n} \left(\frac{2m_r}{m_0}\right)^2 \sqrt{\frac{\hbar c}{\lambda}} \left(1 - \frac{iE_g}{\hbar c}\right)^{3/2} \right] \times \\ \times \exp \left[-\frac{2\pi d e^2 \sqrt{2m_r}}{3\epsilon_0 h^2 c n_n} \left(\frac{2m_r}{m_0}\right)^2 \sqrt{\frac{\hbar c}{\lambda}} \left(1 - \frac{iE_g}{\hbar c}\right)^{3/2} \right] < 1. \quad (17)$$

Ясно, что в этом случае фоточувствительность будет сравнительно большей, чем S_{02} , но меньшей, чем S_{01} .

Таким образом, для оптимального функционирования рассматриваемого ИФ необходимо, чтобы излучение падало перпендикулярно каналу тока. Это естественно, так как в этом случае ослабление излучения в объеме полупроводника слабое, а фотоотклик велик.

Рассмотрим влияние неоднородной компенсации на работу ИФ. Рассмотрение, как и выше, проведем только для области квадратичной зависимости ВАХ до срыва. Кроме того примем, что излучение, длина волны которого соответствует краю поглощения Si, падает перпендикулярно каналу тока. Учтем также, что N_1 зависит от координаты (см. формулу (1)). В этом случае получим следующее уравнение для НЭП E :

$$\frac{EdE}{1 - \left| u_p \tau_p a_1 N_A(x) + \frac{e u_n \tau_p F N_1(x)}{j} \right| \frac{E}{n_1 \beta(x)}} = \frac{j \beta(x)}{e u_n u_p \tau_p N_D} \quad (18)$$

Из (18) легко получить ряд простейших случаев, рассмотренных в (2) (при отсутствии излучения $F=0$ или при однородном распределении компенсирующих примесей $a_1=0$). В нулевом приближении получим для НЭП

$$E_{v0} = \left\{ \frac{2jN_{A1}}{e u_n u_p \tau_p n_1 N_D a_1} |1 - \exp(-a_1 x) - \delta_2 a_1 x| \right\}^{1/2}, \quad (19)$$

где введено обозначение $\delta_2 = (N_D - n_1)/N_{A1}$. В первом приближении

$$E_v = E_{v0} \sqrt{1 - A^2(a_1, x, j, F)}, \quad (20)$$

где $A(a_1, x, j, F)$ сложная функция и здесь не приводится.

Максимальное значение НЭП смещается к тому контакту, где больше N_A . Вольтовая фоточувствительность, соответствующая случаю (20), имеет вид

$$S_{\text{от}} = \frac{N_1' d^2}{9\mu_p n_1 N_D S} \cdot \frac{\pi e^2 \sqrt{2m_r}}{\epsilon_0 h^2 c n_n} \left(\frac{2m_r}{m_0}\right)^2 \sqrt{\frac{\lambda}{hc}} \left(1 - \frac{\lambda E_g}{hc}\right)^{3/2} \times \\ \times \left[\left(1 - \frac{x_1}{d}\right)^2 + \frac{6\delta_3 x_1 N_{A1}}{a_1 b N_1' d^2} \sqrt{\frac{a_1 x_1}{1 - \delta_4}} \right], \quad (21)$$

где

$$\delta_3 = \frac{1}{3\delta_5} [1 - \delta_5 (1 + \delta_4)] + \frac{a_1 d \delta_4}{5\delta_5} \left(1 + \frac{3}{2} \delta_5\right) + \frac{1}{a_1 d} \left(1 + \frac{5}{2} \delta_4\right);$$

$$\delta_4 = \frac{N_D - n_1}{N_{A0}}; \quad \delta_5 = \frac{N_{A1}}{(\theta_1 b - 1) N_D + (1 + b) n_1};$$

$$N_1' = \tau N_D + \frac{n_1}{K} + \frac{N_{A0}}{b}$$

Для определения влияния неоднородного распределения $N_A(x)$ на фоточувствительность сравним (21) с $S_{\text{от}}$ (9) (для случая $N_A = \text{const}$)

$$\frac{S_{\text{от}}}{S_{\text{от}}} = \left(1 - \frac{x_1}{d}\right)^2 + \frac{6\delta_3 x_1 N_{A1}}{a_1 b N_1' d^2} \sqrt{\frac{a_1 x_1}{1 - \delta_4}}. \quad (22)$$

Для p^+nn^+ структуры из Si (Ag) при $T = 300$ К значение $S_{\text{от}}/S_{\text{от}}$ растет с единицы (при $x = 0$) до 3 (при $x = d$). Коэффициент градиентного усиления (γ) $G = \frac{E_g}{E_1} > 1$.

Таким образом, помимо внутреннего инжекционного усиления фототока (γ), в неоднородно компенсированных структурах возможно проявление нового механизма внутреннего усиления. Он обусловлен тем, что при неоднородном распределении примесей база разделяется на две (для случая закона (1)) области. Область $0-x_1$ более высокоомна, а область x_1-d — низкоомна. Происходит соответствующее перераспределение статической НЭП в базе. В результате этого поле еще более сосредотачивается в области $0-x_1$. Чем больше НЭП, тем сильнее она модулируется. А в данном случае модуляция $E_g(x)$ происходит за счет влияния излучения. Чем сильнее модулируется НЭП, тем сильнее изменяется ток, следовательно, растет фоточувствительность прибора.

Авторы признательны чл.-коор. АН Армении В. М. Арутюняну за полезные советы и интерес к работе.

Ереванский государственный университет

Նեոֆին ուժեղացման նոր մեխանիզմ կոմպենսացված կիսահաղորդիչ պատրաստված ինժեկցիոն ֆոտոդիոդներում

Տեսականորեն ուսումնասիրվել է կիսահաղորդիչը կոմպենսացնող խառնուրդային առումների անհամասեռ բաշխվածության, ինչպես նաև լուսային ճառագայթների տարրեր ուղղություններով անկման դեպքերի ազդեցությունը ինժեկցիոն ֆոտոդիոդի ֆոտոզգայնության, էլեկտրական դաշտի բաշխվածության և ինժեկցիոն ուժեղացման գործակցի վրա: Առաջարկվում է ազդանշանի ներքին ուժեղացման նոր մեխանիզմ կոմպենսացված կիսահաղորդիչներում՝ պայմանավորված խառնուրդային առումների անհամասեռ բաշխվածությամբ:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Վ Ա Ն Ո Ւ Ր Յ Ո Ւ Ն

- ¹ В. М. Арутюнян, Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1977. ² Ф. В. Гаспарян, З. Н. Адамян, В. М. Арутюнян, Кремниевые фотоприемники. Изд. ЕГУ, 1989. ³ В. И. Стафеев, ФТП, т. 3, с. 2513—2516 (1961). ⁴ Б. М. Гарин, В. И. Стафеев, ФТП, т. 6, с. 78—84 (1972). ⁵ Б. М. Гарин, В. И. Стафеев, Тр. МФТИ, ч. 11, с. 88—98. 1973. ⁶ V. M. Arutyunyan, Z. N. Adamyun, Electron Technology, v. 8, № 3/4, p. 47—54 (1979). ⁷ В. М. Арутюнян, Микроэлектроника, т. 11, № 6, с. 539—550 (1982). ⁸ V. M. Arutyunyan et al., Infrared Phys., v. 26, № 5, p. 267—272 (1986). ⁹ З. Н. Адамян, В. М. Арутюнян, Ф. В. Гаспарян, ФТП, т. 15, № 10, с. 1879—1882 (1981). ¹⁰ R. O. Bell, M. C. Cretella, 18-1b IEEE Photovoltaic Spec. Conf., Las Vegas, 21—25 Oct., p. 764, 1985. ¹¹ А. Амброзяк, Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов. Сов. радио. М., 1970.