

УДК: 538.911, 539.21

**ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ФОТОПРЕОБРАЗОВАНИЯ  
В КРЕМНИЕВЫХ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ С УЧЕТОМ  
РЕКОМБИНАЦИОННЫХ И ТЕПЛОВЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ**

<sup>1</sup>Ленченко В.М., <sup>2</sup>Логинов Ю.Ю., <sup>1</sup>Мозжерин А.В.

<sup>1</sup>ФГОУ ВПО «Сибирский федеральный университет», Красноярск;

<sup>2</sup>ГОУ ВПО «Сибирский государственный аэрокосмический университет  
им. акад. М.Ф. Решетнева», Красноярск, e-mail: loginov@sibsau.ru

Эффективность фотопреобразования света в электрический ток ограничено рекомбинационными, тепловыми и другими потерями энергии в структурах солнечных элементов (СЭ). Уравнения, описывающие потери, уточнены с учетом рассредоточения омических потерь в лицевом слое (ЛС). Впервые проведена оценка тепловых потерь, обусловленных эффектом Пельтье, в контактах электрической цепи СЭ.

**Ключевые слова:** солнечные элементы, фотоны, рекомбинация, фототок

**EVALUATING THE EFFECTIVENESS OF PHOTOCONVERSION IN SILICON  
SOLAR CELLS WITH THE RECOMBINATION AND THERMAL ENERGY LOSSES**

<sup>1</sup>Lenchenko V.M., <sup>2</sup>Loginov Y.Y., <sup>1</sup>Mozzherin A.V.

<sup>1</sup>Siberian Federal University, Krasnoyarsk;

<sup>2</sup>Siberian State Aerospace University, Krasnoyarsk, Russia

Photoconversion efficiency of light into electrical current is limited by recombination, thermal and other losses of photon energy in the structures of solar cells. The equations describing the loss, adjusted the light dispersal ohmic losses in the surface layer. For the first time an assessment of the heat losses due to Peltier effect at the contacts of the circuit of solar cells. The ways to minimize recombination losses in the surface layer due to the electric field of contact charges are discussed.

**Keywords:** solar cells, photons, recombination, the photocurrent

В настоящее время наиболее хорошо отработана технология СЭ на базе p-Si с n<sup>+</sup> лицевым слоем. Производство СЭ поставлено на промышленную основу, что обеспечивает им конкурентоспособность по сравнению с СЭ на гетероструктурах. Эффективность преобразования света в электричество у таких СЭ не превышает 20% при теоретическом пределе около 30%.

Если эффективность базовой области СЭ достигла своего технологического предела: здесь минимизированы рекомбинационные потери, в том числе на поверхности тыльного контакта за счет изготовления его в виде изотипного p<sup>+</sup>-p<sup>-</sup> – перехода, то относительно лицевого n<sup>+</sup> – слоя пока не предложено однозначных методов минимизации рекомбинационных и тепловых потерь фототока.

Обсудим эту проблему, считая, что именно за счет повышения параметров лицевого слоя можно увеличить КПД СЭ в целом на несколько процентов.

**Уравнения баланса**

Для расчета вольтамперной характеристики (ВАХ) СЭ используем следующие уравнения переноса носителей тока:

$$-\frac{\partial j_n}{\partial x} = g_n(x) - \frac{\Delta n}{\tau_n}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial j_p}{\partial x} = g_p(x) - \frac{\Delta p}{\tau_p}. \quad (2)$$

Здесь  $j_n$  и  $j_p$  – потоки электронов и дырок,  $\Delta n$  и  $\Delta p$ ,  $g_n$  и  $g_p$ ,  $\tau_n$  и  $\tau_p$  – их неравновесные концентрации, скорости генерации и времени жизни носителей тока, соответственно.

Эти же уравнения могут быть представлены также и в интегральной форме:

$$\begin{aligned} J_n &= G_n - R_n - J_{ns}, \\ J_p &= G_p - R_p - J_{ps}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $J_n$  и  $J_p$  – потоки электронов и дырок через p-n<sup>+</sup>-p<sup>-</sup> переход,  $J_{ns}$  и  $J_{ps}$  – их рекомбинационные потоки на внешней поверхности СЭ (электронов – на тыльный контакт, дырок – на лицевую поверхность),  $G_n$  и  $G_p$ ,  $R_n$  и  $R_p$  – скорости генерации и рекомбинации электронов в p-базе, дырок – в лицевом n<sup>+</sup> – слое.

Аналогичные уравнения могут быть записаны и для баланса энергии фотона в структурах СЭ.

$$W = Q_a + Q_T + Q_R + Q_{np} + Q_p + J(V + V_k). \quad (4)$$

Здесь:

$$W = \sum_{h\nu > 0} h\nu G_\nu; \quad (5)$$

– общий поток энергии излучения в СЭ;

$$Q_a = \sum_{h\nu < \epsilon_g} h\nu G_\nu; \quad (6)$$

– поток энергии нефотоактивной части излучения. Эта часть излучения поглощает-

ся в структурах СЭ за счет излучения фотонов, также на тыльных электродах и примесных атомах ( $\epsilon_g$  – ширина запрещенной зоны);

$$Q_T = \sum_{h\nu > \epsilon_g} (h\nu - \epsilon_g) G_\nu; \quad (7)$$

– кинетическая энергия фоточастиц, термолизация которых приводит к нагреву материала СЭ ( $Q_T$  – энергия термолизации);

$$Q_R = R \cdot \epsilon_g; \quad (8)$$

– энергия, выделяемая при рекомбинации неравновесных носителей заряда (ННЗ);

$$Q_{np} = JqV_{np}; \quad (9)$$

– выделяемая энергия в р-п-переходе,  $V_{np}$  – высота р-п-перехода в рабочем режиме;

$$Q_p = \int_v^{\phi_0} J(\phi) d\phi; \quad (10)$$

– омические потери в  $n^+$  – канале,  $J(\phi)$  – фототок,  $\Delta v = \phi_0 - v$  – падение напряжение

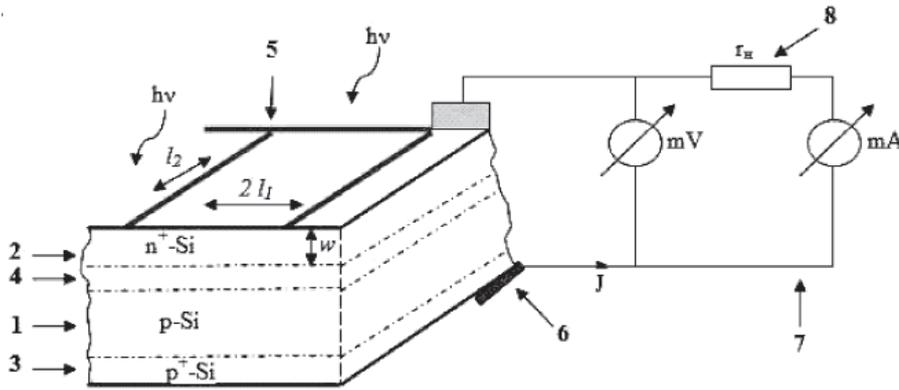
в канале освещаемой площадки СЭ до собирающего электрода;  $J(V + V_k)$ ,  $V$  – выходное напряжение,  $V_k$  – контактная разность потенциалов полупроводник – электроды, определяемая эффектом Пельтье.

Фрагмент СЭ и схема измерений ВАХ показаны на рисунке а. Здесь: 1 – базовая р-область СЭ; 2 – высоколегированный тонкий слой  $n^+$ -Si; 3 – высоколегированный слой  $p^+$ -Si; 4 – р- $n^+$ - переход; 5 – собирающий электрод; 6 – металлизация тыльного электрода; 7 – электрическая цепь измерения; 8 – нагрузочное сопротивление  $r_n$ . Зонная структура СЭ в рабочем режиме отражена на рисунке б. Где  $\mu_n$  и  $\mu_p$  – уровни Ферми в  $n^+$  и р – областях,

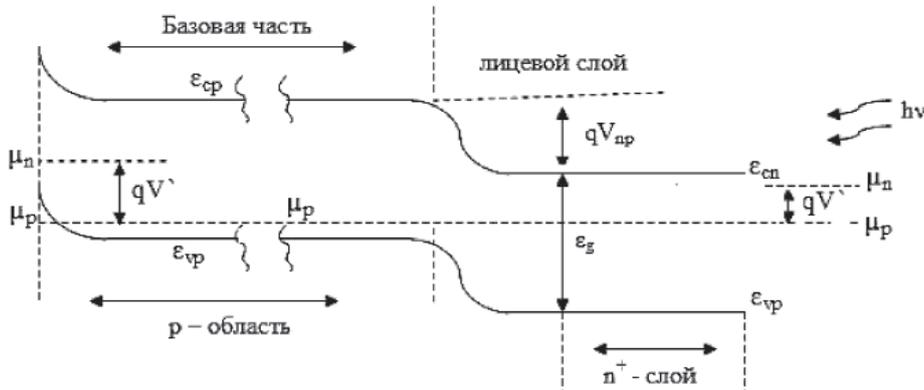
$$qV = \mu_n - \mu_p, \quad \epsilon_{cn} - \epsilon_{vn} = \epsilon_{cp} - \epsilon_{vp} = \epsilon_g,$$

$$\epsilon_{cn} - \mu_n + \mu_p - \epsilon_{vp} = qV_k, \quad \epsilon_{cp} - \epsilon_{cn} = qV_{np},$$

$V'$  – падение напряжения во внешней цепи с учетом омических потерь в  $n^+$  – слое.



а



б

Фрагмент структуры СЭ, схема измерений ВАХ и зонная структура СЭ в рабочем режиме

Замечая, что согласно (3)

$$R = G - J, \quad R = R_n + R_p, \\ J = J_n + J_p + J_{ps}, \quad G = G_n + G_p \quad (11)$$

из уравнений (4) – (8) находим:

$$J\varepsilon_g = Q_{np} + Q_p + J(V + V_k)q. \quad (12)$$

В режиме холостого хода, когда  $J = 0$  и  $V = V_{xx}$ , имеем  $Q_p = 0$  и  $Q_{np} = JV_{np}^0 q$  и следовательно

$$\varepsilon_g = q(V_{np}^0 + V_k). \quad (13)$$

Здесь  $qV_{np}^0$  – высота p-n<sup>+</sup> перехода СЭ в термодинамическом равновесии, определяется уравнением [1]

$$qV_{np}^0 = kT \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}, \quad (14)$$

где  $q$  – элементарный заряд,  $N_a, N_d, n_i$  – концентрации соответственных акцепторов в базовой области и доноров в ЛС.

Независимо от того является ли контакт омическим или нелинейным при прохождении тока на нем выделяется тепловая энергия, известная как теплота Пельтье:

$$Q_{\Pi} = \Pi J; \quad (15)$$

здесь коэффициент Пельтье ( $\Pi$ ) может быть оценен по формуле [2]

$$\Pi_n = \frac{kT}{q} \left( \sigma + \frac{5}{2} + \ln \frac{z_n}{n} \right), \quad (16)$$

для n-полупроводника и подобной формулой для p-полупроводника с заменой «n» на «p» и  $z_n$  на  $z_p$ , где  $z_n$  и  $z_p$  – плотности состояний электронов и дырок,  $\sigma = -1/2$  для кремния.

Формула (16) справедлива для невырожденного полупроводника. В нашем случае – для базовой области, в которой концентрация дырок  $p \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и

$$\Pi_p = \frac{kT}{q} \left( 2 + \ln \frac{z_p}{p} \right). \quad (17)$$

Для  $z_p \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$  получаем  $\Pi_p \approx 0,23 \text{ В}$ .

Что касается ЛС, то здесь концентрация электронов достигает  $10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и, следовательно, полупроводник вырожден. Коэффициент Пельтье вырожденного полупроводника отрицателен и мал ( $\Pi < kT/q \approx 0,026 \text{ В}$ ). Тепло выделяется на контактах базы: на тыльном и на границе с p-n<sup>+</sup> – переходом. Это проявляется в потере напряжения в цепи СЭ порядка  $\Pi \approx 0,23 \text{ В}$ , что существенно.

### Влияние рассредоточенности омических потерь в ЛС на ВАХ СЭ и потери мощности фототока в их структурах

Фототок  $J(\phi)$  в лицевом слое (ЛС) СЭ возрастает, а напряжение  $\phi$  падает от середины ЛС.

Когда  $J = 0$ , а  $\phi = \phi_0$ , по направлению к электродам, где  $\phi = V$ . Это описывается дифференциальными уравнениями [3-5]:

$$\frac{\partial J(\phi)}{\partial x} = l_2 j_{np}; \quad \frac{\partial \phi}{\partial x} = -\frac{\rho}{l_2 w} J(\phi). \quad (18)$$

Здесь  $0 \leq x \leq l_1$ ,  $l_1$  – протяженность собирающего канала (n<sup>+</sup> – канала ЛС),  $\rho$  – его удельное сопротивление,  $w$  – эффективная толщина,  $l_2$  – протяженность собирающего электрода;

$$j_{np} = j_v - j_0(e^{q\phi/kT} - 1); \quad (19)$$

– плотность фототока через p-n-переход. Ниже

$$J_{np} = j_{np} l_1 l_2; \quad J_v = j_v l_1 l_2; \quad J_0 = j_0 l_1 l_2,$$

где  $l_1 \cdot l_2$  – освещаемая площадь СЭ,  $j_v$  и  $j_0$  – плотности фото- и обратного темнового токов через p-n<sup>+</sup> – переход.

Как показано в [5] интегрирование уравнений (18) приводит к следующему выражению для фототока в ЛС:

$$\frac{rJ^2}{2} = \Phi(\phi_0) - \Phi(V), \quad (20)$$

где

$$\Phi(\phi) = (J_v + J_0)\phi - \frac{kT}{q} J_0 (e^{q\phi/kT} - 1), \quad (21)$$

где  $r = \frac{\rho l_1}{w l_2}$  – омическое сопротивление участка,  $0 \leq x \leq l_1$  – лицевого слоя.

Омические потери в n<sup>+</sup> – канале следует вычислять по формуле

$$Q_p = \int_V^{\phi_0} J(\phi) d\phi. \quad (22)$$

Здесь также как и в (21) потенциал  $\phi_0$  должен быть определен независимым путем. В частности из второго уравнения (18) находим

$$\phi_0 - V = \Delta V_p = \int_0^{l_1} J(x) \frac{\rho dx}{l_2 w}, \quad (23)$$

где  $l_1, l_2$  – геометрические параметры n<sup>+</sup> – канала:  $\rho$  – удельное сопротивление,  $J(x)$  – фототок в канале на расстоянии  $x$  от середины освещаемой площадки СЭ по направлению к электроду.

В приближении малых омических потерь следует:

$$Q_p \approx \frac{J^2 r}{2} \text{ и } \Delta V_p = \frac{1}{2} J(V)r. \quad (24)$$

Значения для  $\Delta V_p$ , полученные в [3]:

$$\Delta V_p = \frac{1}{3} J \cdot r, \quad J \equiv J(V). \quad (25)$$

С учетом того, что собирающие электроды СЭ имеют П-образный вид, выражения (24) и (25) обобщаются:  $\Delta V \approx \beta J r$ , где  $\beta$  – эмпирический параметр ( $0,33^p \leq \beta \leq 0,5$ ). В этом приближении  $\phi_0 = V + \Delta V_p$  и уравнение (20) приводится к виду:

$$J = 2\beta(J_v + J_0) - J_0 e^{\frac{qV}{kT}} F(\alpha), \quad (26)$$

где  $\alpha = \frac{kT}{qV_p}$ ,  $F(\alpha) \approx \frac{e^\alpha - 1}{\alpha}$ .

В [3,4,6] уравнение (26) отличается от нашего, тем что в нем  $2\beta = 1$  и  $F(\alpha) \sim e^\alpha$ .

Тепловые потери фототока непосредственно в р-п<sup>+</sup>-переходе определяются по формуле:

$$Q_{np} = \int_0^{l_1} (V_{np}^0 - \phi) J_{np}(\phi) l_2 dx = \int_V^{V+\Delta V_p} \frac{J_{np}(\phi)}{J(\phi)} \frac{d\phi}{r}. \quad (27)$$

В приближении  $\Delta V_p \ll V$  оценки  $Q_{np}$  можно производить по более простой формуле

$$Q_{np} \approx \frac{1}{2} J_{np} (V_{np}^0 - V). \quad (28)$$

Что касается рекомбинационных потерь  $Q_{Rn}$  в базовой области и  $Q_{Rp}$  в ЛС, то их можно определить по формуле (8):

$$Q_{Rn} = \varepsilon_g R_n = \varepsilon_g (G_n - J_n),$$

$$Q_{Rp} = \varepsilon_g (G_p - J_p), \quad (29)$$

или из уравнений

$$Q_{Rn} = \frac{1}{\tau_n} \Delta N = \frac{1}{\tau_n} \int_{x_n}^{l_n+x_n} \Delta n(x) dx;$$

$$Q_{Rp} = \frac{1}{\tau_p} \Delta P = \frac{1}{\tau_p} \int_0^{x_n} \Delta p(x) dx. \quad (30)$$

Здесь  $\Delta n(x)$  и  $\Delta p(x)$  должна быть решениями уравнений (1) и (2) при соответствующих граничных условиях:

$$J_n(x_n + l_n) = 0, \quad J_n(x_n) = J_{nv}; \quad (31)$$

$$J_p(x_n) = J_{pv}, \quad J_p(0) = J_{ps}, \quad (32)$$

записанных с учетом того, что поток электронов через тыльный контакт практически отсутствует (контакт с изотипным р-р<sup>+</sup> переходом), а в ЛС – поток  $J_{ps}$  определяется по

верхностной рекомбинацией. В приближении  $J_{ns} = 0$  и  $l_n > L_n$  решение уравнения (18) известно [7]:

$$j_{nv} = \frac{qg_0 \alpha_v L_n}{(\alpha_v L_n + 1)} e^{-\alpha L_n} (1 + f);$$

$$f = \frac{e^{\frac{l_n}{L_n}} - \alpha_v L_n e^{-\alpha_v l_n}}{ch\left(\frac{l_n}{L_n}\right)}. \quad (33)$$

При  $\alpha_v l_n \gg 1, f \ll 1$

$$G_n = qg_0 e^{-\alpha_v x_n} \left( 1 - e^{-\frac{l_n}{L_n}} \right). \quad (34)$$

Эти выражения совместно с уравнением (29), в котором

$$J_n = J_{nv} + J_{0n} + J_{0n} e^{\frac{qV}{kT}} F(\alpha),$$

решают проблему оценок  $Q_{Rn}$ . Что касается потерь  $Q_{Rp} = G_p - J_p^2$ , то для их оценок необходимо учесть особенности ЛС: наличие в нем тянущего поля и рекомбинации дырок на внешней поверхности ЛС. Ниже мы анализируем  $J_p, R_s$  с учетом этих факторов.

**Эффект сильного поля в лицевом слое СЭ: влияние его на R-потери и эффективность фотопреобразования ЛС**

Тянущее поле в ЛС создается как градиентом доноров:

$$E = - \frac{kT}{qx} \frac{\partial}{\partial x} \ln N_d(x), \quad (35)$$

так и внешним источником – контактными зарядами на ПС и в диэлектрике ( $E_d$ ).

Поток дырок  $j_p$  имеет две составляющие

$$j_p = qp\mu_p E - q \frac{\partial}{\partial x} (D_p p). \quad (36)$$

Первый член – это дрейфовый поток, второй – диффузионный.

Условием сильного поля в ЛС может служить неравенство

$$\Delta t_E \ll \Delta t_D, \quad (37)$$

где  $\Delta t_E$  – дрейфовое время пролета дырок ЛС.

$$\Delta t_E = \frac{l_p}{\mu_p E},$$

где  $l_p$  – толщина ЛС,  $\mu_p = \frac{q}{kT} D_p$  – подвижность дырок в ЛС,  $\Delta t_D = \frac{l_p^2}{2D_p}$  – диффузионное время пролета расстояния  $l_p$ .

Из (37) следует

$$E \gg \frac{2D_p}{\mu_p l_p}. \quad (38)$$

Замечая, что  $D/\mu_p \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$  эВ и учитывая, что  $l_p$  в СЭ  $n^+-p$ -Si типов  $l \leq 5 \cdot 10^{-5}$  см, получаем  $E \gg 10^3$  В/см. Непосредственно в  $p$ - $n^+$ -переходе  $E \geq 10^5$  В/см, а в узком лицевом слое поле на порядок меньше, но условие (38) выполняется. Это означает, что в ЛС перенос дырок осуществляется под действием тянущего поля и поэтому

$$j_p = q\mu_p E. \quad (39)$$

При этом уравнение (2) с учетом того, что

$$g_p(x) = g_0 e^{-\alpha_v x}, \quad (40)$$

где  $\alpha_v$  – коэффициент поглощения света, переписывается в виде

$$v_p \frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} + \frac{\Delta p}{\tau_p} = g_0 e^{-\alpha_v x}; \quad (41)$$

$$j_p(l_p) - j_{ps}(0) + \frac{1}{\tau_p} \Delta \Phi_p = \frac{g_0}{\alpha_v} (1 - e^{-\alpha_v l_p}); \quad (45)$$

Здесь

$$\Delta \Phi = \int_0^{l_p} \Delta p(x) dx \approx \frac{g_0 \tau_p \lambda_p}{\alpha_v \lambda - 1} \left[ e^{-\alpha^* l_p} \left( 1 - e^{\frac{l_p}{\lambda_p}} \right) - \frac{1 - e^{-\alpha_v l_p}}{\alpha_v \lambda} \right]. \quad (46)$$

В результате из (45), (44) и (46) находим

$$j_p(l_p) = j_{ps}(0) + \frac{g\lambda}{\alpha_v \lambda - 1} (1 - e^{-\alpha^* l_p}),$$

$$\alpha^* = \alpha_v - \frac{1}{\lambda_p}. \quad (47)$$

Уравнение (44) приводит к следующему выражению для  $j_{ps}(0)$ :

$$j_{ps} = -\frac{g\tau}{(\alpha\lambda - 1)} N_s \alpha_p^0 (1 - e^{-\alpha_p^* l_p}). \quad (48)$$

Из (47) и (48) находим следующее отношение потоков дырок из ЛС на ПС и в  $n^+$ - $p$ -переходе.

$$\chi = \frac{j_p(l_p)}{j_{ps}(0)} = 1 + \frac{v_p \beta_s}{\alpha_p^0 N_s}. \quad (49)$$

Условиями малости рекомбинационных потерь является  $\chi \gg 1$  или

$$(v_p = \mu_p E, \quad \lambda_p = \mu_p E \tau_p)$$

Интегрирование этого уравнения дает:

$$\Delta p = -\frac{g_0 \tau_p}{\alpha\lambda - 1} e^{-\alpha_v x} + B e^{-\frac{x}{\lambda_p}}. \quad (42)$$

Из граничного условия

$$\frac{\partial(\Delta p)}{\partial x} = 0 \text{ при } x = l_p$$

находим:

$$B = \frac{g_0 \tau_p}{\alpha_v \lambda - 1} e^{-\alpha_v l_p} e^{\frac{l_p}{\lambda_p}} \quad (43)$$

и

$$\Delta p(0) = \frac{g\tau}{\alpha_v \lambda - 1} \left( 1 - e^{-\left(\alpha_v - \frac{1}{\lambda_p}\right) l_p} \right). \quad (44)$$

Поток дырок в  $p$ - $n$  переходе можем определить с помощью уравнения (2) в интегральной форме:

$$v_p = \mu_p E \gg \alpha_p^0 N_s \beta_s^{-1}. \quad (50)$$

Обычно  $N_s \approx 10^{12} - 10^{13}$  см<sup>-2</sup>,  $\alpha_p^0 \sim 10^{-9} - 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с и  $\beta_s^{-1} \ll 1$ , поэтому  $\mu_p E \gg 10^3 - 10^5$  см/с, что практически реализуется в ЛС современных СЭ.

#### Список литературы

1. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. – М.: Наука, 1977.
2. Зеер К. Физика полупроводников. – М.: Мир, 1977.
3. Васильев А.М., Ландеман А.П. Полупроводниковые фотопреобразователи. – М.: Советское радио, 1971.
4. Фаренбрух А., Бьюб Р. Солнечные элементы. Теория и эксперимент. – М.: Энергоатомиздат, 1987.
5. Ленченко В.М., Логинов Ю.Ю., Малков Д.О. Влияние омических потерь в лицевом  $n^+$  слое на выходные характеристики СЭ  $n^+-p$ -типов // Вестник КрасГУ. Физико-математические науки. – 2005, № 4. – С.33-39.
6. Преобразование солнечной энергии / под ред. Б. Сефаима. – М.: Энергоатомиздат, 1982.
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов, т.2. – М.: Мир, 1984.