

# Сравнительный анализ эффективности фотопреобразования в кремниевых солнечных элементах при концентрированном освещении для стандартной и тыловой геометрий расположения контактов

© А.В. Саченко<sup>¶</sup>, А.П. Горбань, В.П. Костылев, А.А. Серба, И.О. Соколовский

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины,  
03028 Киев, Украина

(Получена 8 ноября 2006 г. Принята к печати 6 февраля 2007 г.)

В достаточно реальных приближениях развита теория фотопреобразования в кремниевых солнечных элементах при концентрированном освещении для тыловой и стандартной геометрий расположения токособирающих контактов. Учтено отличие влияния разогрева на КПД солнечных элементов с тыловой и стандартной металлизацией. Выполнен сравнительный анализ полученных результатов для двух указанных геометрий. Показано, что кремниевые солнечные элементы с тыловой металлизацией, в принципе, могут обладать более высокой эффективностью фотопреобразования. Получено совпадение развитой теории с экспериментом.

PACS: 72.20.Jv, 73.40.Cg, 84.60.Jt, 85.30.De

## 1. Введение

Несмотря на достаточно большое число работ, посвященных исследованию эффективности фотопреобразования в кремниевых солнечных элементах (СЭ) при концентрированном освещении (см., например, [1–4]), до последнего времени, во-первых, не был проведен ее сравнительный анализ для случаев стандартной и тыловой геометрии расположения токособирающих контактов. Во-вторых, при концентрированном освещении, как правило, уровень инжекции в базе СЭ нелинеен по основным носителям заряда, что приводит к необходимости самосогласованного рассмотрения зависимости эффективных скоростей поверхностной рекомбинации как на границе раздела кремний–диэлектрик, так и под контактами от уровня инжекции. Более того, как показано в ряде работ, высокоэффективные кремниевые СЭ с эффективностью фотопреобразования, превышающей 20% в условиях AM 1.5, целесообразно изготавливать, используя высокоомный кремний с концентрацией основных носителей заряда порядка  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , при этом уровень инжекции в режиме разомкнутой цепи оказывается нелинейным даже для неконцентрированного освещения.

В данной работе в достаточно общих приближениях теоретически проанализированы зависимости эффективности фотопреобразования от уровня инжекции в кремниевых СЭ при концентрированном освещении для тыловой и стандартной геометрии контактов для тонкобазных, по сравнению с длиной диффузии СЭ носителей заряда, элементов. Проведено сравнение с результатами работ [2,3]. Учтено отличие во влиянии разогрева для СЭ с тыловой и стандартной металлизацией.

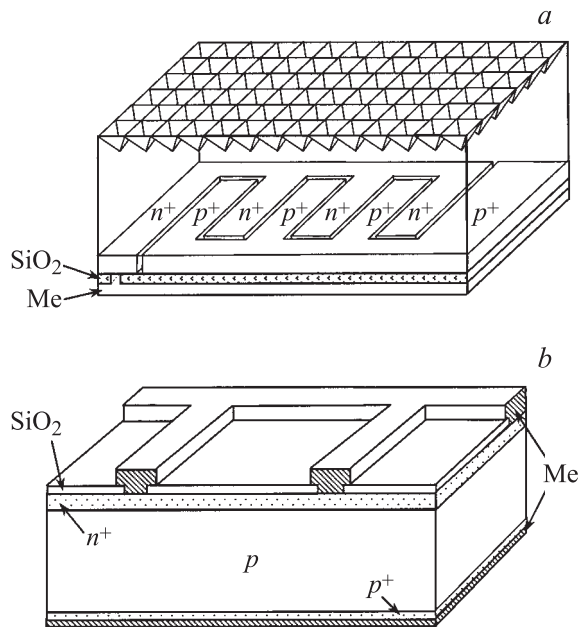
## 2. Солнечные элементы с тыловыми контактами

Схематический вид кремниевых СЭ, для которых рассчитывалась эффективность фотопреобразования при концентрированном освещении, приведен на рис. 1. На рис. 1, *a* изображен СЭ с тыловой геометрией, а на рис. 1, *b* — СЭ со стандартной геометрией расположения контактов.

### 2.1. Постановка задачи

Анализ эффективности фотопреобразования СЭ с тыловыми контактами проведен для условий AM 0 и AM 1.5 с учетом того, что по мере увеличения степени концентрации солнечного освещения  $M$  длина диффузии электронно-дырочных пар  $L$  сокращается и может стать порядка толщины базы  $d$ . Это означает, что избыточная концентрация электронно-дырочных пар в данных условиях может заметно уменьшаться при удалении от освещенной поверхности. Учтены следующие объемные каналы рекомбинации: рекомбинация Шокли–Рида–Холла, зона-зонная излучательная рекомбинация, экситонная излучательная и безызлучательная рекомбинация, межзонная рекомбинация Оже, а также их зависимость от уровня возбуждения (в рамках подхода, развитого в работах [5,6]). Самосогласованным образом рассчитана эффективная скорость поверхностной рекомбинации (СПР) на освещенной поверхности  $S_0$ , отнесенная к границе области пространственного заряда (ОПЗ) и квазинейтрального объема, происходящей на границе раздела полупроводник–диэлектрик. Расчет выполнен в предположении, что характеристики ОПЗ, возникающей вблизи освещенной поверхности, определяются величиной и знаком встроенного заряда, уровнем легирования базы и уровнем возбуждения. Введена и

<sup>¶</sup> E-mail: Sachenko@inbox.ru



**Рис. 1.** Схематический вид солнечного элемента с тыловой металлизацией (а) и стандартной геометрией контактов (б)

теоретически определена эффективная СПР на тыловой поверхности  $S_d$ , происходящая как на границе раздела полупроводник–металл, так и на границе раздела полупроводник–диэлектрик.

Проанализированы случаи, когда база имеет как  $n$ -тип, так и  $p$ -тип проводимости. Расчет произведен в одномерном приближении для случая, когда токособирающая сетка представляет собой гребенку. Одномерность накладывает ограничения на расстояния между токособирающими электродами  $l$ , которые должны быть значительно меньше толщины базы  $d$ . Предполагается также, что легирование  $p^+$ - и  $n^+$ -полосок, поочередно располагающихся на тыловой поверхности (рис. 1, а), ступенчатое, а их толщины соответственно составляют  $x_p$  и  $x_n$ .

## 2.2. Последовательность расчета эффективности фотопреобразования

При решении данная задача разбивалась на несколько этапов. Вначале были получены выражения для напряжения разомкнутой цепи и тока короткого замыкания, для чего использовалось решение уравнения амбиполярной диффузии для избыточных электронно-дырочных пар в базе с соответствующими граничными условиями и с учетом того обстоятельства, что вероятность квадратичной излучательной и безызлучательной рекомбинации и межзонной рекомбинации Оже сами являются функциями уровня возбуждения. Далее были получены выражения для эффективных СПР  $S_0$  и  $S_d$  на освещенной и тыловой поверхностях СЭ, учитывающие их зависимость от уровня возбуждения и других параметров. Потом был рассчитан фактор заполнения вольт-

амперных характеристик (ВАХ) в условиях максимальной отбираемой мощности. И наконец, для выбранной геометрии расположения контактов на тыловой поверхности были определены величина последовательного сопротивления и его влияние на фактор заполнения ВАХ.

## 2.3. Напряжение разомкнутой цепи и ток короткого замыкания

В рассматриваемом случае напряжение разомкнутой цепи определяется соотношением

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{\Delta n(d)^2}{n_i^2(T_d)} \right), \quad (1)$$

где  $\Delta n(d)$  — избыточная концентрация электронно-дырочных пар в базе на границе ОПЗ у тыловой поверхности,  $n_i(T_d)$  — концентрация собственных носителей заряда в базе у тыловой поверхности,  $T_d$  — температура тыловой поверхности. Уравнение (1) можно переписать в виде, который позволяет определить зависимость величины  $\Delta n(d)$  от значения  $V_{oc}$ :

$$\Delta n(d) = n_i \exp \left( \frac{qV_{oc}}{2kT} \right). \quad (2)$$

С другой стороны, величина избыточной концентрации электронно-дырочных пар в базе  $\Delta n(x)$  входит в полное уравнение генерационно-рекомбинационного баланса:

$$S_0 \Delta n(0) + S_d \Delta n(d) + \int_0^d \frac{\Delta n(x) dx}{\tau_{eff}(x)} = \frac{J_{gen}}{q}, \quad (3)$$

где  $q$  — элементарный заряд,

$$J_{gen} = q \int_0^d g(x) dx$$

— плотность тока фотогенерации,  $g(x)$  — функция генерации электронно-дырочных пар в СЭ,  $\Delta n(0)$  — избыточная концентрация электронно-дырочных пар в базе на границе ОПЗ у освещенной поверхности, эффективное объемное время жизни  $\tau_{eff}(x)$  учитывает рекомбинацию Шокли–Рида–Холла, а также квадратичную рекомбинацию и межзонную рекомбинацию Оже.

Таким образом, для нахождения  $V_{oc}$  нужно найти распределение  $\Delta n(x)$ . Для определения величины  $\Delta n(x)$  решалось уравнение диффузии для генерированных электронно-дырочных пар с учетом всех перечисленных выше механизмов рекомбинации в объеме базы и на ее поверхностях. В случае, когда  $d > L$ , и в приближении, что функция генерации электронно-дырочных пар солнечным освещением в базе имеет вид  $\delta$ -функции, а ее нормировка определяется величиной проинтегрированного по толщине базы объемного темпа генерации, решение задачи может быть сведено к решению системы трансцендентных уравнений. Подобное приближение, в

частности, использовалось в работе [2] и его обоснованием является тот факт, что поглощение примерно половины фотонов из солнечного спектра, генерирующих электронно-дырочные пары, происходит в кремнии на расстояниях всего 10 мкм от освещенной поверхности. В настоящей работе при нахождении  $\Delta n(x)$  использовалась как реальная пространственная зависимость потока генерации, так и ее аппроксимация  $\delta$ -функцией.

При решении задачи ставились следующие граничные условия.

В режиме тока короткого замыкания

$$j(0) = -S_0 \Delta n(0), \quad (4)$$

$$\Delta n(d) \approx 0. \quad (5)$$

В режиме разомкнутой цепи

$$j(d) = S_d \Delta n(d). \quad (6)$$

Величина  $j(x)$  — поток неравновесных электронно-дырочных пар.

При выполнении условия  $d \approx L$  задача решалась методом последовательных приближений. Диффузионное уравнение для избыточных электронно-дырочных пар записывалось в виде

$$\frac{d}{dx} \left( D_a \frac{d(\Delta n(x))}{dx} \right) - \frac{\Delta n(x)}{\tau_{\text{eff}}(x)} + g(x) = 0, \quad (7)$$

где

$$D_a = \frac{D_n D_p (n_0 + p_0 + 2\Delta n)}{D_n (n_0 + \Delta n) + D_p (p_0 + \Delta n)}$$

— биполярный коэффициент диффузии в базе,  $n_0$  и  $p_0$  — концентрация равновесных электронов и дырок в базе,  $D_n$  и  $D_p$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок.

В нулевом приближении в уравнении (7) опускался член с объемной рекомбинацией и находились выражения для потока и концентрации. Полученное выражение для концентрации электронно-дырочных пар затем подставлялось в выражение (7) и находились поправки для потока и для концентрации избыточных электронно-дырочных пар. Окончательное выражение для потока рекомбинации при  $x = d$ , полученное при использовании граничных условий (4) и (5), в первом приближении имеет вид

$$j(d) = \frac{J_{\text{gen}}/q}{1 + S_0 d/D_a} \times \left[ 1 - \int_0^d \frac{(d-x)dx}{D_a \tau_{\text{eff}}(x)} + \frac{S_0}{D_a} \int_0^d \int_0^x \frac{(d-x)dx'dx}{D_a \tau_{\text{eff}}(x')} \right]. \quad (8)$$

При решении уравнения непрерывности в режиме разомкнутой цепи в нулевом приближении считалось,

что  $\Delta n(x) = \Delta n(0) = \Delta n(d)$ , а величина  $\Delta n(0)$  находилась из уравнения баланса генерации–рекомбинации вида

$$(S_0 + S_d) \Delta n(0) + d \left\{ \frac{1}{\tau_v} + (B_{\text{rad}} + B_{\text{nr}})[n_0 + \Delta n(0)] + C_n [n_0 + \Delta n(0)]^2 + C_p [p_0 + \Delta n(0)] \Delta n(0) \right\} \Delta n(0) = \frac{J_{\text{gen}}}{q}, \quad (9)$$

где  $\tau_v$  — время жизни Шокли–Рида–Холла,  $B_{\text{rad}}$  и  $B_{\text{nr}}$  — коэффициенты квадратичной излучательной и безызлучательной рекомбинации, а  $C_n$  и  $C_p$  — коэффициенты межзонной оже-рекомбинации для электронов и дырок.

При конкретных расчетах и оценках полагалось:

$$B_{\text{rad}} [\text{см}^3/\text{с}] = 6.3 \cdot 10^{15}, \quad B_{\text{nr}} [\text{см}^3/\text{с}] = \frac{1.4 \cdot 10^{-16}}{\tau_v},$$

$$C_n [\text{см}^6/\text{с}] = 2.8 \cdot 10^{-31} + \frac{2.5 \cdot 10^{-22}}{n_0 + \Delta n(0)},$$

$$C_p [\text{см}^6/\text{с}] = 10^{-31}.$$

Поправки к неравновесной концентрации электронно-дырочных пар в первом приближении определялись из решения уравнения диффузии (7) при подстановке в него в качестве темпа рекомбинации выражения

$$\Delta n(0) \left\{ \frac{1}{\tau_v} + (B_{\text{rad}} + B_{\text{nr}})[n_0 + \Delta n(0)] + C_n [n_0 + \Delta n(0)]^2 + C_p [p_0 + \Delta n(0)] \Delta n(0) \right\} = \frac{\Delta n(0)}{\tau_{\text{eff}}}. \quad (10)$$

Окончательное выражение для  $\Delta n(d)$  в первом приближении, полученное с учетом граничных условий (4) и (6), имеет вид

$$\Delta n(d) = \Delta n(0) \left( 1 - \frac{d^2}{2L^2} \right), \quad (11)$$

где

$$L = \left[ D_a \left( \frac{1}{\tau_v} + (B_r + B_{nr})[n_0 + \Delta n(0)] + C_n [n_0 + \Delta n(0)]^2 + C_p [p_0 + \Delta n(0)] \Delta n(0) \right)^{-1} \right]^{1/2} \quad (12)$$

— длина диффузии электронно-дырочных пар при высоком уровне возбуждения.

Как видно из выражения (11), критерием применимости данного подхода является неравенство  $d^2/2L^2 < 1$ . В частности, при  $d^2/2L^2 = 0.5$  погрешность вычисления напряжения разомкнутой цепи  $V_{oc}$  с использованием выражения (11) в случае, когда объемное время жизни Шокли–Рида–Холла  $\tau_v \geq 1$  мс, не превышает 15 мВ, что составляет не более 2%.

Как показали результаты конкретных расчетов, использование первого приближения для вычисления  $j(d)$  и  $\Delta n(d)$  вполне достаточно в случаях, когда  $\tau_v \geq 1$  мс,  $d \leq 100$  мкс, если задаться точностью вычислений порядка 3%. В то же время в случае, когда  $\tau_v \approx 100$  мкс, было необходимо использовать и последующие приближения (до сходимости полученных решений).

Аналогично строилась схема расчетов при численном решении уравнения диффузии с учетом пространственной функции фотогенерации.

## 2.4. Эффективная скорость поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности

При самосогласованном определении величины эффективной СПР на освещенной поверхности  $S_0$  предполагалось, что на фронтальной поверхности существует заряженный диэлектрический слой с плотностью положительного поверхностного заряда  $Q_0$ , локализованного вблизи границы раздела диэлектрик–полупроводник (ДП), а его величина превышает заряд перезаряжающихся электронных состояний границы раздела ДП. Тогда в приповерхностном слое образуется область пространственного заряда глубиной  $w_n$ , соответствующая истокающим или инверсионным изгибам зон в случае базы  $p$ -типа и обогащающим изгибам зон в случае базы  $n$ -типа. Пусть поверхностная рекомбинация осуществляется по механизму Шокли–Рида–Холла через дискретный рекомбинационно-активный поверхностный центр с концентрацией  $N_s$ , энергетическим положением  $E_s$  относительно середины запрещенной зоны и коэффициентами захвата электронов  $C'_n$  и дырок  $C'_p$ . Тогда эффективную СПР на границе приповерхностной ОПЗ и квазинейтрального объема  $S_0$  можно определить из соотношения

$$S_0 \approx \frac{C'_n C'_p N_s (n_0 + p_0 + \Delta n) \exp(\Delta E_{gs}/kT)}{C'_p [(p_0 + \Delta n)A + n_i(T)B] + C'_n [(n_0 + \Delta n)D + n_i(T)F]}, \quad (13)$$

$$A = \exp(-y_s), \quad B = \exp\left(-\frac{E_s}{kT}\right),$$

$$D = \exp y_s, \quad F = \exp\left(\frac{E_s}{kT}\right),$$

где  $y_s$  — безразмерный неравновесный изгиб зон на поверхности,  $\Delta n = \Delta n(w_n) \approx \Delta n(0)$  — концентрация избыточных электронно-дырочных пар на расстоянии  $x = w_n$  от геометрической поверхности СЭ,  $n_i(T)$  — концентрация равновесных носителей заряда в собственном

кремнии при температуре  $T$ ,  $\Delta E_{gs}$  — величина сужения запрещенной зоны кремния на поверхности  $x = 0$  из-за реализации большой концентрации электронов, наведенной встроенным в диэлектрике положительным зарядом. Вид зависимости  $y_s(\Delta n)$  находится из уравнения электронейтральности, которое в случае отсутствия перезарядки поверхностных электронных состояний границы раздела ДП при освещении имеет вид [7]

$$\frac{Q_0}{\sqrt{2\varepsilon_{Si}\varepsilon_0 kT}} - \left[ (n_0 + \Delta n)(e^{y_s} - 1) + (p_0 + \Delta n)(e^{-y_s} - 1) + y_s(p_0 - n_0) \right]^{1/2} = 0. \quad (14)$$

Здесь  $Q_0 = qN$  — поверхностная плотность заряда, встроенного в диэлектрике,  $\varepsilon_{Si}$  — диэлектрическая проницаемость кремния,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная вакуума. Совместное решение уравнений (13) и (14) позволяет определить характер взаимосвязи величины  $S_0$  с поверхностными и объемными параметрами системы полупроводник–диэлектрик, а также с уровнем инжекции избыточных электронно-дырочных пар в квазинейтральной области  $\Delta n$ .

Что касается величины  $\Delta E_{gs}$ , то вначале самосогласованно находилось при использовании (14) значение равновесного изгиба зон на поверхности, потом с его использованием — величина поверхностной концентрации электронов  $n_s$ , а затем для данного значения  $n_s$  с использованием данных, приведенных в работе [8], определялась величина  $\Delta E_{gs}$ .

## 2.5. Эффективная скорость поверхностной рекомбинации на тыловой поверхности

Определим далее эффективную СПР на тыловой поверхности  $S_d$ . Для ее нахождения можно использовать подход, использованный в работе [9]. Будем считать, что полная величина  $S_d$  состоит из суммы эффективных СПР под контактами  $S_{dm}$ , на границе раздела полупроводник–диэлектрик в  $p^+$ -области  $S_{dp}$  и на границе раздела полупроводник–диэлектрик в  $n^+$ -области  $S_{dn}$ . Если уровни легирования в  $p^+$ - и  $n^+$ -областях  $p_p$  и  $n_n$  существенно превышают уровень легирования и возбуждения в базе ( $n_0$  и  $\Delta n$ ), т.е. выполнены критерии  $p_p \gg n_0 + \Delta n$  и  $n_n \gg n_0 + \Delta n$ , то величина  $S_d$  может быть записана в виде

$$S_d = S_d^0 \left( 1 + \frac{\Delta n(d)}{n_0} \right), \quad (15)$$

где  $S_d^0 = S_{dm}^0 + S_{dp}^0 + S_{dn}^0$ , а указанные величины определяются в общем случае учета вырождения и сужения зон следующим образом. Сумма эффективных СПР под контактами и вне контактов в  $n^+$ -областях  $S_p = S_{dm}^{0n} + S_{dp}^0$

равна

$$S_p = v_p \frac{n_0}{n_n} F_{1/2}(Z_n) \exp(\Delta E_g^{(n^+)} - Z_n) \times \left\{ \frac{S_{pm} \operatorname{ch}\left(\frac{x_n}{L_p}\right) + v_p \operatorname{sh}\left(\frac{x_n}{L_p}\right)}{S_{pm} \operatorname{sh}\left(\frac{x_n}{L_p}\right) + v_p \operatorname{ch}\left(\frac{x_n}{L_p}\right)} m_n + \frac{S_{pn} \operatorname{ch}\left(\frac{x_n}{L_p}\right) + v_p \operatorname{sh}\left(\frac{x_n}{L_p}\right)}{S_{pn} \operatorname{sh}\left(\frac{x_n}{L_p}\right) + v_p \operatorname{ch}\left(\frac{x_n}{L_p}\right)} (0.5 - m_n) \right\}. \quad (16)$$

Здесь  $m_n$  — относительная доля металлизации контактами в  $n^+$ -областях;  $v_p = D_p/L_p$ ,  $D_p$ ,  $L_p$  — диффузионная скорость, коэффициент диффузии и длина диффузии дырок в  $n^+$ -области соответственно,  $\Delta E_g^{(n^+)}$  — изменение ширины запрещенной зоны кремния в  $n^+$ -области в результате ее легирования (в единицах  $kT$ ),  $S_{pm} = V_{pT}/4$ ,  $S_{pn}$  — эффективная СПР дырок на границе раздела полупроводник–диэлектрик,  $V_{pT}$  — тепловая скорость дырок, а величина  $Z_n$  определяется из уравнения

$$n_n = N_c F_{1/2}(Z_n), \quad (17)$$

где  $F_{1/2}(Z_n)$  — интеграл Ферми–Дирака,  $N_c$  — эффективная плотность состояний в зоне проводимости кремния.

Аналогично сумма эффективных СПР под контактами и вне контактов в  $p^+$ -областях  $S_n = S_{dm}^{0p} + S_{dn}^0$  определяется как

$$S_n = v_n \frac{n_0}{n_n} F_{1/2}(Z_p) \exp(\Delta E_g^{(p^+)} - Z_p) \times \left\{ \frac{S_{nm} \operatorname{ch}\left(\frac{x_p}{L_n}\right) + v_n \operatorname{sh}\left(\frac{x_p}{L_n}\right)}{S_{nm} \operatorname{sh}\left(\frac{x_p}{L_n}\right) + v_n \operatorname{ch}\left(\frac{x_p}{L_n}\right)} m_p + \frac{S_{np} \operatorname{ch}\left(\frac{x_p}{L_n}\right) + v_n \operatorname{sh}\left(\frac{x_p}{L_n}\right)}{S_{np} \operatorname{sh}\left(\frac{x_p}{L_n}\right) + v_n \operatorname{ch}\left(\frac{x_p}{L_n}\right)} (0.5 - m_p) \right\}. \quad (18)$$

Здесь  $m_p$  — относительная доля металлизации контактами в  $p^+$ -областях,  $S_{nm} = V_{nT}/4$  — „истинная“ скорость рекомбинации электронов на границе раздела металл–полупроводник,  $V_{nT}$  — тепловая скорость электронов,  $S_{np}$  — эффективная СПР электронов на границе раздела полупроводник–диэлектрик,  $v_n = D_n^+/L_n^+$ ,  $D_n^+$ ,  $L_n^+$  — диффузионная скорость, коэффициент диффузии и длина диффузии электронов в  $p^+$ -области соответственно,  $\Delta E_g^{(p^+)}$  — изменение ширины запрещенной зоны кремния в  $p^+$ -области в единицах  $kT$ , а величина  $Z_p$  определяется из уравнения

$$p_p = N_v F_{1/2}(Z_p), \quad (19)$$

$N_v$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне кремния.

Выражения (16) и (18) записаны для случая, когда площади  $p^+$ - и  $n^+$ -областей одинаковы, а  $m_n = m_p$ , но легко обобщаются на случай их неравенства.

## 2.6. Эффективность фотопреобразования

Эффективность фотопреобразования СЭ единичной площади с тыловыми контактами определим как

$$\eta = \frac{J_{sc} V_{oc}}{P} K, \quad (20)$$

где  $J_{sc} = qj(d)$  — плотность тока короткого замыкания, численно равная в данном случае току короткого замыкания,  $P$  — падающая мощность освещения,  $K = K_1 K_2$  — результирующий фактор заполнения ВАХ, равный произведению двух сомножителей. Первый сомножитель  $K_1$  находится при оптимальном сопротивлении нагрузки в предположении, что последовательное сопротивление равно нулю, а второй сомножитель  $K_2$  определяется последовательным сопротивлением  $R_s$ .

Определим вначале величину  $K_1$ . В пределе  $d \ll L$  величина избыточной концентрации электронно-дырочных пар практически постоянная по всему объему базы и не зависит от координаты  $x$ . Если считать, что освещение и приложение прямого смещения  $V$  действуют эквивалентно, то в случае, когда протекающий ток отличен от нуля, для плотности тока  $J(V)$  можно записать

$$J(V) = J_{gen} - q \frac{d\Delta n^*}{\tau_{eff}(\Delta n^*)} - q [S_0(\Delta n^*) + S_d(\Delta n^*)] \Delta n^*, \quad (21)$$

где

$$\Delta n^* = n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right). \quad (22)$$

В данном случае максимум электрической мощности СЭ можно определить из условия

$$\frac{d(J(V))V}{dV} = 0. \quad (23)$$

Это позволяет найти величину фотонапряжения  $V_m$ , соответствующего режиму максимальной отбираемой мощности, и, зная ее, из (20) определить плотность фототока  $J_m$ . Тогда величину  $K_1$  можно представить как

$$K_1 = \frac{J_m V_m}{J_{sc} V_{oc}}. \quad (24)$$

В последующих расчетах мы будем считать, что выражением (24) можно пользоваться и в случае, когда  $L \approx d$ .

Перейдем теперь к расчету  $K_2$ . В данной геометрии последовательное сопротивление, вообще говоря, определяется тремя компонентами: слоевым сопротивлением сильно легированных областей, сопротивлением контактной сетки и переходным сопротивлением контактов, которым в дальнейшем пренебрегается. Вначале рассчитаем величину  $K_2$ , связанную со слоевым сопротивлением, исходя из подхода, развитого в [10]. Расчет выполнен для случая, когда на тыльной поверхности чередуются между собой  $p^+$ - и  $n^+$ -области, а токособирающие контакты имеют вид гребенки (рис. 1, а). Тогда для оптимизированной ситуации, когда разность

фотонапряжения под контактами и между контактами существенно меньше  $kT/q$ , можно записать

$$K_2 = \frac{2L_c}{l} \operatorname{th} \left( \frac{l}{2L_c} \right), \quad (25)$$

где

$$L_c = \left[ q \left( \frac{l_1}{\mu_n N_n l} + \frac{l_2}{\mu_p N_p l} \right)^{-1} \frac{V_{oc}}{J_{sc}} \right]^{1/2}$$

— эффективная длина собирания,  $l = l_1 + l_2$  — расстояние между контактами,  $l_1$  и  $l_2$  — расстояния между границей  $n^+$ - и  $p^+$ -областей и соответствующими контактами,  $\mu_n$  и  $\mu_p$  — подвижности электронов и дырок в  $n^+$ - и  $p^+$ -областях,  $N_n = n_n x_n$  и  $N_p = p_p x_p$  — поверхностные избытки электронов и дырок в  $n^+$ - и  $p^+$ -областях. В случае, когда ширина металлической полоски равна  $l_n$ , а относительная металлизация тыльной поверхности —  $m$ , справедливо соотношение  $l \approx l_n(1 - m)/m$ .

С учетом того что для оптимизированного случая  $l/2L_c \ll 1$ , выражение (25) может быть записано в стандартном виде:

$$K_2 = 1 - \frac{R_{s1} I_{sc}}{V_{oc}}, \quad (26)$$

где

$$R_{s1} = \frac{1}{12q} \left( \frac{l_1}{\mu_n N_n} + \frac{l_2}{\mu_p N_p} \right)$$

— последовательное сопротивление, связанное с конечным слоевым сопротивлением  $n^+$ - и  $p^+$ -областей,  $I_{sc}$  — ток короткого замыкания, численно равный в рассматриваемом случае плотности тока короткого замыкания  $J_{sc}$ . Как показано в работе [10], пределы применимости выражения (26) уже, чем пределы применимости соотношения (25). Это связано с тем, что сопротивление  $R_{s1}$  по своей природе является распределенным и рассматривать его как сосредоточенное можно только при условии  $l/2L_c \leq 0.1$ .

При получении (25) и (26) пренебрегалось сопротивлением металлических контактов. Учтем далее сопротивление контактной сетки. В рассматриваемом нами случае встречно-штырьевой сетки простую оценку ее сопротивления с учетом того, что по длине контакта собираемый ток изменяется от нуля до максимального значения, можно сделать, считая, что сопротивление контактной сетки равно

$$R_{s2} \approx \frac{1}{2} \frac{2R_1 + R_2}{n},$$

где  $R_1$  — сопротивление шины,  $R_2$  — сопротивление каждого из пальцев, а  $n$  — их число. Оценки для случая, когда площадь СЭ составляет  $1 \text{ см}^2$ , показывают, что сопротивление  $R_{s1}$ , определяемое слоевым сопротивлением, может быть сделано меньше, чем  $R_{s2}$ . При уменьшении площади СЭ квадратной формы, если сохранять ширины и толщины пальцев и шин, сопротивление  $R_{s2}$  будет уменьшаться пропорционально отношению сторон, а сопротивление  $R_{s1}$  будет возрастать

в таком же отношении. Поэтому реально пренебречь сопротивлением контактной сетки  $R_{s2}$  по сравнению с  $R_{s1}$  можно только при малых площадях СЭ.

### 3. Случай стандартной геометрии контактов

Для моделирования СЭ со стандартной геометрией контактов использовался подход, развитый в работе [4]. В [4] был рассмотрен предельный случай, когда критерий  $L \gg d$  хорошо выполняется даже при предельных степенях концентрации солнечного освещения  $M$ . В этом случае избыточную концентрацию электронно-дырочных пар можно считать постоянной по толщине базы СЭ. В действительности же благодаря включению механизмов рекомбинации высших порядков при больших уровнях инжекции эффективная длина диффузии сокращается по мере увеличения  $M$ . Вследствие этого избыточная концентрация электронно-дырочных пар будет уменьшаться в зависимости от расстояния между фронтальной и тыловой поверхностями СЭ. В настоящей работе это учтено при расчете эффективности фотопреобразования кремниевых СЭ при концентрированном освещении. Для простоты рассмотрение ограничивалось анализом ситуации, когда избыточная концентрация электронно-дырочных пар в базе существенно превышает концентрацию равновесных основных носителей заряда.

В рассматриваемом случае напряжение разомкнутой цепи определяется соотношением

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{\Delta n(0) \Delta n(d)}{n_i^2(T_0)} \right), \quad (27)$$

где  $n_i(T_0)$  — концентрация собственных носителей заряда в базе у освещенной поверхности,  $T_0$  — температура освещенной поверхности.

Распределение избыточных носителей заряда в базе при выполнении неравенства  $L > d$ , как и в случае СЭ с тыловыми контактами, может быть найдено методом последовательных приближений при решении уравнения амбиполярной диффузии. В первом приближении соотношение между избыточными концентрациями  $\Delta n(0)$  и  $\Delta n(d)$  определяется выражениями (11), (12). Значение  $\Delta n(0)$  находится из решения уравнения баланса генерации–рекомбинации (10).

Величина  $J_{sc}$  в условиях АМ0 (при аппроксимации спектра излучением абсолютно черного тела с температурой 5800 К), согласно [4], для кремниевых СЭ может быть записана в виде

$$J_{sc} = 0.4505(1 - m)M \int_0^1 \frac{f(\theta) d\theta}{\theta^4 \left[ \exp \left( \frac{2.21}{\theta} \right) - 1 \right]}, \quad (28)$$

где  $m$  — коэффициент затенения контактами,  $\theta = \lambda/\lambda_x$ ,  $\lambda$  — длина волны освещения,  $\lambda_x$  — длина волны,

отвечающая красной границе фотоэффекта в кремнии,  $f(\theta)$  — коэффициент сбора электронов и дырок, определенный в [4].

Следует отметить, что выражение для коэффициента сбора, полученное в [4], учитывает потери на рекомбинацию в сильно легированной фронтальной области, а также полное улавливание полупроводником генерационно-активного освещения.

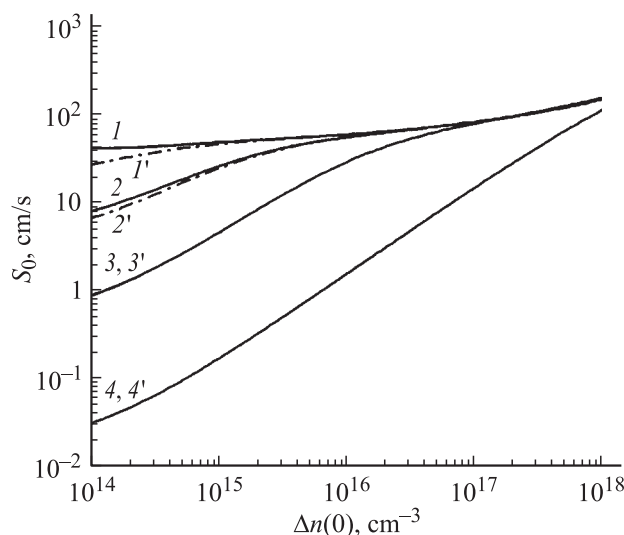
Поскольку разделение электронно-дырочных пар происходит вблизи освещенной поверхности  $x = 0$ , ток короткого замыкания при стандартной геометрии контактов практически не будет зависеть от изменения длины диффузии по мере возрастания уровня инжекции. При этом практически будет изменяться только напряжение разомкнутой цепи  $V_{oc}$ . Поэтому выражение для эффективности фотопреобразования  $\eta$  в данном случае может быть представлено в таком виде

$$\eta = \eta_0 \frac{V_{oc}}{V_{oc0}}, \quad (29)$$

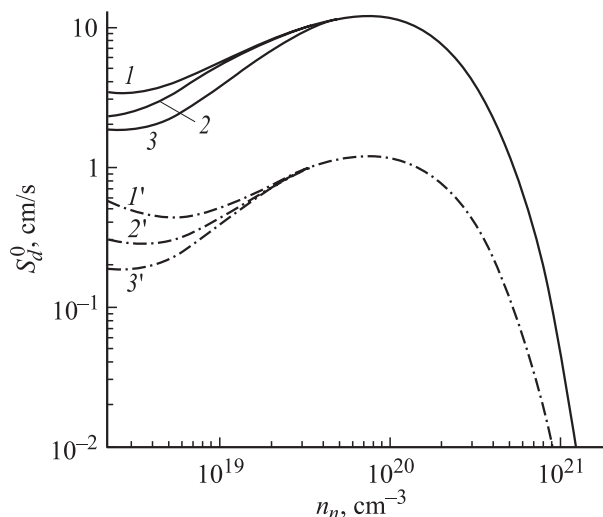
где  $\eta_0$  — выражение для эффективности фотопреобразования, полученное в [4], а  $V_{oc0}$  — величина напряжения разомкнутой цепи в случае, когда  $\Delta n(d) = \Delta n(0)$ .

#### 4. Обсуждение полученных результатов

На рис. 2 приведены зависимости для эффективной СПР  $S_0$  на освещенной поверхности от избыточной концентрации электронно-дырочных пар  $\Delta n(0)$ . Параметром теоретических кривых является величина  $N = Q_0/q$



**Рис. 2.** Зависимости эффективной скорости поверхностной рекомбинации  $S_0$  на освещенной поверхности от избыточной концентрации электронно-дырочных пар  $\Delta n(0)$ . Использованные параметры:  $p_0(n_0) = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $N_s = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ;  $E_s = 0$ ,  $C_p' = C_n' = 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ .  $N$ ,  $\text{см}^{-2}$ : 1, 1' —  $10^{10}$ ; 2, 2' —  $3 \cdot 10^{10}$ ; 3, 3' —  $10^{11}$ ; 4, 4' —  $3 \cdot 10^{11}$ . Кривые 1–4 — рассчитаны для базы  $p$ -типа, кривые 1'–4' — для базы  $n$ -типа.

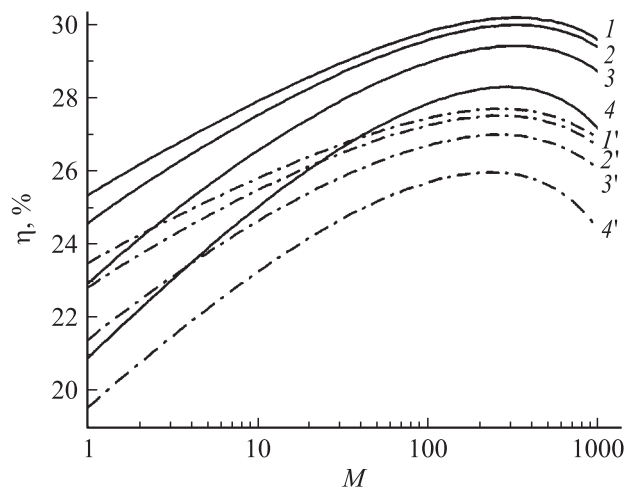


**Рис. 3.** Зависимости скорости поверхностной рекомбинации  $S_d^0$  от уровня легирования сильно легированных слоев для случая, когда параметры  $n^+$ -слоев и  $p^+$ -слоев одинаковы. Использованные параметры:  $x_p = x_n = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ . Степень металлизации  $m$ : 1, 1' — 0.2; 2, 2' — 0.1; 3, 3' — 0.05. Концентрация носителей в базе,  $\text{см}^{-3}$ : 1–3 —  $10^{15}$ , 1'–3' —  $10^{14}$ .

(в единицах  $\text{см}^{-2}$ ). Кривые 1–4 отличаются от кривых 1'–4' тем, что в первом случае база имеет  $p$ -тип проводимости, а во втором —  $n$ -тип. Как видно из рисунка, при увеличении уровня возбуждения величина  $S_0$  возрастает. При достаточно малых значениях встроенного заряда и сравнительно небольших уровнях возбуждения в случае высокоомной базы  $p$ -типа величина  $S_0$  больше, чем в случае базы  $n$ -типа, что связано с реализацией в первом случае начального истощения по дыркам, а во втором — обогащения по электронам. Однако при достаточно больших величинах  $N$  ( $\geq 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) зависимости  $S_0$  от уровня возбуждения для базы  $p$ - и  $n$ -типа при одинаковых величинах  $N$  совпадают, причем в достаточно широкой области уровней возбуждения имеет место линейная зависимость  $S_0(\Delta n)$ .

На рис. 3 построены зависимости  $S_d^0$  от концентрации носителей заряда в сильно легированном случае для случая, когда параметры  $n^+$ -слоев и  $p^+$ -слоев (их ширины и слоевые сопротивления) одинаковы. Параметром кривых является степень металлизации  $m$ . Кривые 1–3 соответствуют равновесной концентрации носителей заряда в базе, равной  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а кривые 1'–3' концентрации, равной  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Как видно из рисунка, зависимость  $S_d^0(n_n)$  немонотонна. Указанная немонотонность связана с тем, что в некотором интервале уровней легирования значение эффективной СПР носителей заряда ограничивается временем их подвода к поверхности, а затем в силу сокращения диффузионной длины неосновных носителей заряда в сильно легированной области значение  $S_d^0$  начинает ограничиваться объемной скоростью рекомбинации дырок в сильно легированном слое.





**Рис. 4.** Зависимости эффективности фотопреобразования от степени концентрации освещения для условий AM 1.5 и AM 0 для солнечного элемента с тыловой металлизацией. Используемые параметры:  $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $m = 0.2$ ,  $d = 10^{-2} \text{ см}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ ,  $N = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $D_a = 15 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $x_p = x_n = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ,  $\mu_p = \mu_n = 100 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $p_p = n_n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $l_n = 30 \text{ мкм}$ .  $\tau_v$ , с: 1, 1' —  $3 \cdot 10^{-3}$ ; 2, 2' —  $10^{-3}$ ; 3, 3' —  $3 \cdot 10^{-4}$ ; 4, 4' —  $10^{-4}$ . Зависимости 1–4 рассчитаны для условий AM 1.5, 1'–4' — AM 0.

На рис. 4 приведены зависимости  $\eta$  от величины  $M$  для условий AM 1.5 (кривые 1–4) и AM 0 (кривые 1'–4') для СЭ с тыловым расположением контактов при минимизированном значении эффективной скорости поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности  $S_0$ . При построении рисунка принято, что в условиях AM 0

$$J_{\text{gen}}(M = 1) = 54 \text{ мА/см}^2, \quad P = 0.135 \text{ Вт/см}^2,$$

а в условиях AM 1.5

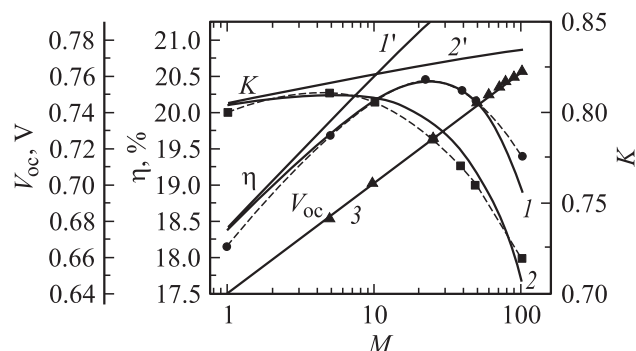
$$J_{\text{gen}}(M = 1) = 43.6 \text{ мА/см}^2, \quad P = 0.1 \text{ Вт/см}^2.$$

Параметром кривых является значение объемного времени жизни  $\tau_v$ . Как видно из рисунка, на данных зависимостях реализуется максимум. Его физическая природа связана, с одной стороны, с увеличением доли падения напряжения на последовательном сопротивлении при возрастании тока короткого замыкания, с другой — с уменьшением избыточной концентрации электронно-дырочных пар на тыловой поверхности по сравнению с их концентрацией на освещенной поверхности из-за увеличения объемной рекомбинации при включении нелинейных механизмов рекомбинации по мере увеличения  $M$ . Как видно из рисунка, при  $\tau_v = 10^{-3}$  с величина максимума эффективности фотопреобразования находится при  $M \approx 4 \cdot 10^2$ , а значения  $\eta$  в максимуме соответственно составляют 30 и 28% для условий AM 1.5 и AM 0. При уменьшении величины  $\tau_v$  положение максимума смещается в сторону меньших значений  $M$ , а значения  $\eta$  в максимуме падают. Так, при  $\tau_v = 10^{-4}$  с величина максимума эффективности фотопреобразования

находится при  $M \approx 2 \cdot 10^2$ , а значения  $\eta$  в максимуме для условий AM 1.5 и AM 0 соответственно составляют 28 и 26%. Расчетные зависимости, приведенные на рис. 4, согласуются с экспериментальным значением  $\eta \approx 28\%$ , а также с теоретическими зависимостями эффективности фотопреобразования от  $M$ , полученными в работе [2].

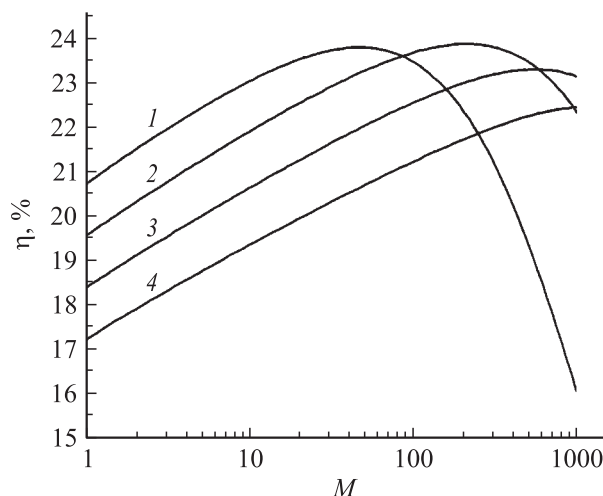
Следует отметить, что величина тока короткого замыкания и эффективность фотопреобразования для СЭ с тыловым расположением контактов весьма сильно зависят от значения  $S_0$ . Так, величина  $S_0$  при параметрах, использованных при построении рис. 2, в случае  $M = 1$  примерно равна 3 см/с. Если величина  $N = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , а  $N_s = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , то значение  $S_0$  в случае  $M = 1$  равно 160 см/с, а величина  $\eta$  в максимуме в условиях AM 1.5 снижается от 30 до 26%. Если же величина  $N = 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ,  $N_s = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , то при  $M = 1$   $S_0 \approx 540 \text{ см/с}$ , а величина  $\eta$  в максимуме снижается до 20%.

На рис. 5 приведены экспериментальные зависимости эффективности фотопреобразования  $\eta$ , фактора заполнения ВАХ  $K$  и напряжения разомкнутой цепи  $V_{\text{oc}}$  от степени концентрации солнечного освещения  $M$ , взятые из работы [3], а также соответствующие расчетные зависимости (кривые 1–3), построенные с использованием развитой в настоящей работе теории для СЭ с тыловой металлизацией. При получении расчетных зависимостей такие параметры, как концентрация равновесных электронов в базе, объемное время жизни, толщина и площадь СЭ, были взяты из работы [3]. Варьировались величина  $S_d$ , плотность тока  $J_{\text{gen}}(M = 1)$  и последовательное сопротивление  $R_s$ . Расчетные кривые 1' и 2' соответствуют случаю  $R_s = 0$ . Как видно из рисунка, совпадение экспериментальных и теоретических зависимостей в диапазоне изменения  $M$  от 1 до 100 хорошее. Прохождение зависимостей  $\eta(M)$  и  $K(M)$  через максимум и их дальнейшее уменьшение при возрастании  $M$



**Рис. 5.** Экспериментальные [3] (штриховые линии и точки) и теоретические зависимости (сплошные линии)  $\eta(M)$ ,  $K(M)$  и  $V_{\text{oc}}(M)$  для солнечных элементов с тыловой металлизацией. Используемые параметры:  $n_0 = 4.6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 1.5 \cdot 10^{-2} \text{ см}$ ,  $\tau_v = 7.8 \cdot 10^{-4} \text{ с}$ ,  $J_{\text{gen}}(M = 1) = 35.8 \text{ мА/см}^2$ ,  $m = 0.4$ . 1, 1' —  $\eta(M)$ ; 2, 2' —  $K(M)$ ; 3 —  $V_{\text{oc}}$ .  $R_s$ , Ом: 1, 2 — 0.03; 1', 2' — 0.





**Рис. 6.** Зависимости эффективности фотопреобразования от степени концентрации освещения при условиях АМ0 для солнечных элементов со стандартной металлизацией. Используемые параметры:  $n_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $d = 10^{-2} \text{ см}$ ,  $T = 300 \text{ К}$ ,  $D_a = 15 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $x_p = x_n = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ ,  $\mu_p = \mu_n = 100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ ,  $p_p = n_n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ,  $l_n = 30 \text{ мкм}$ ,  $\tau_v = 10^{-3} \text{ с}$ ,  $m$ : 1 — 0.05, 2 — 0.1, 3 — 0.15, 4 — 0.2.

связано с влиянием последовательного сопротивления, что, в частности, хорошо видно из сравнения теоретических кривых, построенных с учетом и без учета  $R_s$ .

Как видно из приведенных на рис. 4 и 5 зависимостей, а также из результатов экспериментальных измерений эффективности фотопреобразования в СЭ с тыловой металлизацией (работы [2,3]), максимальные величины эффективности фотопреобразования могут изменяться в широких пределах (от 20 до 30% в условиях АМ1.5). Для получения максимальных значений  $\eta(M)$  необходимо выполнить следующие условия: 1) обеспечить малость толщины базы по сравнению с эффективной длиной диффузии электронно-дырочных пар; 2) минимизировать величину эффективной СПР на освещенной поверхности  $S_0$ ; 3) обеспечить как можно более полное улавливание фотоактивного освещения; 4) минимизировать последовательное сопротивление.

На рис. 6 приведены зависимости эффективности фотопреобразования  $\eta$  для условий АМ0 от степени концентрации освещения  $M$  для случая стандартной геометрии контактов, параметром которых является значение степени металлизации  $m$ . Как видно из рисунка, эти зависимости также имеют максимум. Положение максимума и значение эффективности в точке максимума могут определяться двумя причинами. Первая из них заключается в том, что по мере роста  $M$  при заданных параметрах контактной сетки возрастает последовательное сопротивление, и чтобы его уменьшить, необходимо использовать более густую сетку, увеличивая степень затенения контактами. Это позволяет уменьшить величину  $R_s$ , однако приводит к падению тока короткого замыкания, следовательно, и к уменьшению эффектив-

ности фотопреобразования. Другая причина состоит в падении величины  $\Delta n(d)$  по сравнению с  $\Delta n(0)$ , а значит, и напряжения разомкнутой цепи вследствие сокращения эффективной длины диффузии и усиления рекомбинации в объеме базы при достаточно высоких степенях концентрации солнечного освещения. Как показывают расчеты, если объемное время жизни Шокли–Рида–Холла  $\tau_v$  превышает 1 мс, то главной причиной появления максимума и уменьшения эффективности фотопреобразования является первая причина. Если же значение  $\tau_v$  меньше чем 1 мс, то за появление максимума ответственны как первая, так и вторая причина.

Отметим, что при построении рис. 4 и 6 сопротивлением контактной сетки пренебрегалось по сравнению со слоевым сопротивлением сильно легированных областей.

Из сравнения рис. 4 и 6 видно, что в принципе более высокие значения эффективности фотопреобразования могут быть реализованы в СЭ с тыловой металлизацией. Это связано с тем, что более густая контактная сетка, позволяющая снизить влияние последовательного сопротивления при высоких степенях концентрации  $M$  в СЭ со стандартным расположением контактов, приводит к уменьшению тока короткого замыкания, а следовательно, и эффективности фотопреобразования, в то время как в СЭ с тыловой металлизацией потери на затенение отсутствуют. В то же время реализация неравенства  $L < d$  приводит к более сильному уменьшению эффективности фотопреобразования СЭ с тыловой металлизацией, что связано с существенным уменьшением тока короткого замыкания, а в случае СЭ со стандартной металлизацией падение эффективности в основном происходит вследствие более медленного уменьшения напряжения разомкнутой цепи.

Обсудим в заключение влияние разогрева СЭ при концентрированном освещении на эффективность фотопреобразования в случаях тылового и стандартного расположения токособирающих контактов. Уменьшение эффективности фотопреобразования при разогреве в основном происходит из-за уменьшения напряжения разомкнутой цепи. Произведем оценки величины этого уменьшения для  $M = 300$ , считая, что температура на освещенной поверхности составляет  $100^\circ\text{С}$ , а на тыловой поверхности —  $50^\circ\text{С}$ . Тогда при использованных в работе параметрах эффективность фотопреобразования уменьшится для СЭ с тыловой металлизацией на 70% по сравнению с соответствующей величиной при 300 К, в то время как для СЭ со стандартной металлизацией уменьшение составит 20%. Даже если не говорить о технологических преимуществах расположения контактной сетки на тыловой поверхности, исключаящих ее повреждение при концентрированном освещении, то все равно очевидно, что СЭ с тыловой металлизацией при наличии разогрева имеют и преимущества чисто физического рода по сравнению с СЭ со стандартной металлизацией.

## 5. Заключение

Экспериментальные данные, полученные в работе [2], где был достигнут рекордный КПД фотопреобразования при концентрированном освещении около 28%, а также результаты проведенного в настоящей работе теоретического анализа позволяют сделать вывод, что кремниевые солнечные элементы с тыловой металлизацией весьма перспективны для практических применений. В то же время их преимущества перед солнечными элементами со стандартной геометрией контактов могут быть реализованы лишь в тонких по сравнению с диффузионной длиной носителей заряда солнечных элементах при минимизации величины эффективной скорости поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности.

Показано, что развитая теория хорошо описывает экспериментальные результаты по исследованию эффективности фотопреобразования в кремниевых солнечных элементах с тыловой металлизацией, полученные в работах [2,3], что свидетельствует о реалистичности использованных предположений.

Установлено, что разогрев по-разному влияет на кремниевые солнечные элементы с тыловой и фронтальной металлизацией. В частности, для солнечных элементов с тыловой металлизацией напряжение разомкнутой цепи определяется температурой тыловой поверхности, а для солнечных элементов со стандартной металлизацией — температурой освещенной поверхности.

## A comparative analysis of Si solar cell efficiency under concentrated illumination for the standard and rear contact positions

A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, A.A. Serba, I.O. Sokolovskyi

V. Lashkarev Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
03028 Kiev, Ukraine

**Abstract** We have developed a theory of photoconversion in Si solar cells with rear and standard contact positions under concentrated illumination using quite realistic approximations. The difference of heating effect for solar cells with the rear and standard metallizations have been considered. A comparative analysis of the results has been made for specified geometries. It is shown that the rear-contact Si solar cells can, in principle, demonstrate higher efficiency. An agreement between the theory developed and experimental data is obtained.

## Список литературы

- [1] R.J. Schwartz. Solar Cells, **3**, 17 (1982).
- [2] R.M. Swanson. Solar Cells, **17**, 85 (1986).
- [3] P. Verlinden, G. Van de Wiele Stehelin, F. Floret, J.P. David. Proc. IEEE, **75**, 405 (1987).
- [4] A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, A.V. Sachenko, A.A. Serba. Semiconductor Phys., Quant. Electron. Optoelectron., **2**, 45 (1999).
- [5] A.V. Sachenko, A.P. Gorban, V.P. Kostylyov. Semiconductor Phys., Quant. Electron. Optoelectron., **3**, 5 (2000).
- [6] А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.П. Костылев, И.О. Соколовский. ФТП, **40**, 909 (2006).
- [7] В.Г. Литовченко, А.П. Горбань. *Основы физики микроэлектронных систем металл-диэлектрик-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1978).
- [8] P.P. Altermatt, A. Schenk, F. Geelhaar, G. Heiser. J. Appl. Phys., **93**, 1598 (2003).
- [9] A.P. Gorban, A.V. Sachenko, V.P. Kostylyov, N.A. Prima. Semiconductor Phys., Quant. Electron. Optoelectron., **3**, 322 (2000).
- [10] A.V. Sachenko, A.P. Gorban, Semiconductor Phys., Quant. Electron. Optoelectron., **2**, 42 (1999).

Редактор Т.А. Полянская