

## Особенности фотопреобразования в высокоэффективных кремниевых солнечных элементах

© А.В. Саченко<sup>†</sup>, А.И. Шкретий\*, Р.М. Коркишко, В.П. Костылев, Н.Р. Кулиш, И.О. Соколовский

Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева Национальной академии наук Украины,  
03680 Киев, Украина

\* University of Ontario, Institute of Technology, Faculty of Science,  
L1H7K4 Ontario, Canada

(Получена 20 марта 2014 г. Принята к печати 23 июня 2014 г.)

Выполнен анализ эффективности фотопреобразования  $\eta$  в высокоэффективных солнечных элементах (СЭ) на основе кремния в зависимости от величины суммарной скорости поверхностной рекомбинации на освещенной и тыльной поверхностях  $S_s$ . С единых позиций рассмотрены солнечные элементы на основе кремниевых  $p$ - $n$ -переходов и гетеропереходов  $\alpha$ -Si:H или  $\alpha$ -SiC:H-Si (так называемых НІТ структур). Показано, что общей особенностью указанных солнечных элементов является повышенное значение напряжения разомкнутой цепи  $V_{oc}$ , связанное с дополнительным вкладом тыльной поверхности. В рамках подхода, основанного на анализе физических закономерностей фотопреобразования в солнечных элементах с учетом основных механизмов рекомбинации, включающих рекомбинацию Шокли-Рида-Холла, излучательную рекомбинацию, поверхностную рекомбинацию, рекомбинацию в области пространственного заряда и межзонную рекомбинацию Оже, получены выражения для эффективности фотопреобразования таких солнечных элементов. Проведено сравнение развитой теории с экспериментом, в том числе и для солнечных элементов с рекордными параметрами, в которых величина  $\eta$  составляет в условиях AM1.5 25% для солнечных элементов с  $p$ - $n$ -переходом и 24.7% для НІТ структур. Из сравнения теории с экспериментом найдены значения  $S_s$ , достигнутые в результате минимизации рекомбинационных потерь различными способами. Проведено сравнение результатов расчета предельно возможной величины  $\eta_{max}$  в кремниевых солнечных элементах с результатами расчета  $\eta_{max}$ , приведенными в работах других авторов. Между ними получено хорошее согласие.

### 1. Введение

В настоящее время солнечные электростанции, построенные с использованием монокристаллического и мультикристаллического кремния, производят львиную долю электроэнергии, получаемой прямым преобразованием солнечной энергии в электрическую. До недавнего времени параметры высокоэффективных кремниевых солнечных элементов (СЭ) моделировались на основе численного решения уравнений дрейфа и диффузии [1,2], однако в работах [3,4] была сделана попытка моделирования эффективности кремниевых СЭ с учетом переизлучения и перепоглощения фотонов в хорошо отражающих структурах или в структурах с многократным отражением и поглощением света. Если в случае арсенида галлия обоснованием такого подхода считался близкий к 100% внутренний квантовый выход люминесценции, полученный экспериментально в условиях большого уровня возбуждения в [5], то в кремнии результаты существенно скромнее. Так, в работе [6] при комнатной температуре был получен максимальный внешний квантовый выход фотолюминесценции, равный всего 6.1%, в то время как внутренний квантовый выход фотолюминесценции в кремнии не превышает 20%. Это накладывает существенные ограничения на эффекты переизлучения и перепоглощения света в структурах на основе кремния и позволяет при моделировании эффективности фотопреобразования в кремнии этими эффектами пренебрегать.

В данной работе развит простой подход к моделированию эффективности фотопреобразования высокоэффективных кремниевых солнечных элементов, позволяющий согласовать между собой теоретические и экспериментальные величины эффективности фотопреобразования  $\eta$  для широкого класса кремниевых солнечных элементов, включая, в частности, НІТ СЭ [7–10], а также кремниевые СЭ космического назначения [11,12].

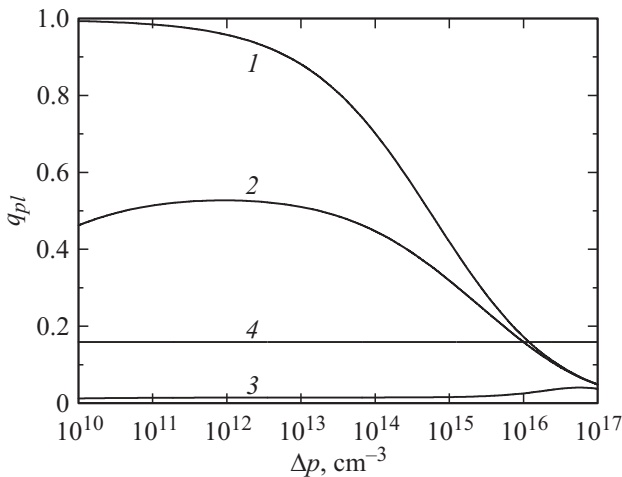
### 2. Анализ основных физических соотношений, определяющих эффективность высокоэффективных кремниевых СЭ

Докажем вначале, что эффектами переизлучения и перепоглощения света в кремнии можно пренебречь. Для этого рассчитаем зависимость внутреннего квантового выхода фотолюминесценции в кремнии  $q_{pl}$  от уровня возбуждения  $\Delta p$ , исходя из уравнения

$$q_{pl} = \frac{d}{\tau_r} [d(\tau_{SR}^{-1} + \tau_r^{-1}) + S + S_{sc} + R_{Auger}]^{-1}, \quad (1)$$

где  $d$  — толщина СЭ,  $\tau_r = (A(p_0 + \Delta p))^{-1}$  — излучательное время жизни,  $p_0$  — равновесная концентрация основных носителей заряда (дырок) в базе,  $\Delta p$  — избыточная концентрация электронно-дырочных пар,  $\tau_{SR}$  — время жизни Шокли-Рида-Холла,  $S$  — скорость поверх-

<sup>†</sup> E-mail: sach@isp.kiev.ua



**Рис. 1.** Зависимости внутреннего квантового выхода люминесценции в кремнии от уровня возбуждения. Используемые параметры:  $d = 200$  мкм,  $A = 6 \cdot 10^{-15}$  см<sup>3</sup>/с,  $T = 298$  К. Параметры кривых: 1 —  $p_0 = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\phi_{SR} = 10^5$  с,  $S = 10^{-3}$  см/с; 2 —  $p_0 = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\phi_{SR} = 3.8 \cdot 10^{-2}$  с,  $S = 0.25$  см/с; 3 —  $p_0 = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\phi_{SR} = 10^{-3}$  с,  $S = 60$  см/с; 4 —  $p_0 = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\Delta p = 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\phi_{SR} = 10^{-3}$  с,  $S = 60$  см/с.

ностной рекомбинации,  $S_{sc} = S_{sc0}(n_0/\Delta p)^{1/2}$  — скорость рекомбинации в ОПЗ,  $S_{sc0}$  — скорость рекомбинации в ОПЗ при малых уровнях инжекции. Скорость межзонной рекомбинации Оже в кремнии определяется выражением

$$R_{Auger} = C_p(p_0 + \Delta p)^2 + C_n(p_0 + \Delta p)\Delta p, \quad (2)$$

где

$$C_p = 10^{-31} \text{ см}^6/\text{с},$$

$$C_n = \left( 2.8 \cdot 10^{-31} + \frac{2.5 \cdot 10^{-22}}{\Delta p^{0.5}} \right) \text{ см}^6/\text{с} [13, 14].$$

Второе слагаемое в выражении для  $C_n$  учитывает многоэлектронные эффекты, а именно эффект пространственной корреляции в распределении двух электронов и одной дырки, необходимых для акта рекомбинации Оже, обусловленный их кулоновским взаимодействием.

Результаты расчета  $q_{pl}(\Delta p)$  для случая кремния представлены на рис. 1.

При этом для параметра излучательной рекомбинации в кремнии при  $T = 300$  К использовалось значение  $6 \cdot 10^{-15}$  см<sup>3</sup>/с [15]. Как видно из рисунка (см. кривую 1), наибольшее значение  $q_{pl}$ , равное 99.3%, реализуется при  $\Delta p = 10^{10}$  и  $p_0 = 10^{14}$  см<sup>-3</sup> для случая, когда из всех каналов безызлучательной рекомбинации действует только канал межзонной рекомбинации Оже. В случае реализации максимального значения  $\tau_{SR}$  и минимальной величины скорости поверхностной рекомбинации  $S$  [16,17] ( $\tau_{SR} = 38$  мс,  $S = 0.25$  см/с), достигнутых в кремнии, наибольшее значение  $q_{pl}$  равно 52.7% (кривая 2). Для параметров кремниевого СЭ с рекордной эффективностью, равной 25% [7], наибольшее значение  $q_{pl}$  равно 4% (кривая 3). При  $\Delta p \geq 10^{16}$  см<sup>-3</sup> происходит сильное

падение величины  $q_{pl}$ , связанное с усилением вклада безызлучательной рекомбинации Оже. Как показывает расчет с использованием уравнения баланса генерации-рекомбинации для режима разомкнутой цепи

$$J_{sc}/q = [d(\tau_{SR}^{-1} + \tau_r^{-1}) + S + S_{sc} + R_{Auger}] \Delta p, \quad (3)$$

где  $J_{sc}$  — плотность тока короткого замыкания, а  $q$  — элементарный заряд, величина  $\Delta p$  для высокоэффективных кремниевых СЭ  $\geq 10^{16}$  см<sup>-3</sup>, тогда, как видно из рис. 1, значения  $q_{pl}$  не превышают 25%. Это означает, что переизлучением и перепоглощением фотонов при моделировании параметров кремниевых СЭ можно пренебречь.

Отметим, что высокоэффективные СЭ производятся из высококачественного монокристаллического кремния со временем жизни Шокли-Рида-Холла порядка или больше 1 мс. Поэтому длина диффузии  $L$  в них может достигать более одного миллиметра и существенно превышает толщину базы  $d$ . Избыточная концентрация электронно-дырочных пар в режиме разомкнутой цепи достигает значений порядка  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Если уровень легирования базы меньше этой величины, то величина напряжения разомкнутой цепи  $V_{oc}$  в полупроводнике  $p$ -типа определяется выражением [13]

$$V_{oc} \approx \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{\Delta p}{n_0} \right) + \frac{kT}{q} \ln \left( 1 + \frac{\Delta p}{p_0} \right). \quad (4)$$

Чем больше отношение  $\Delta p/p_0$  по сравнению с 1, тем больше величина напряжения разомкнутой цепи в высокоэффективном кремниевом СЭ по сравнению со случаем, когда  $L < d$ . Это связано не только с реализацией большого уровня возбуждения ( $\Delta p > p_0$ ), но и с тем, что тыльная поверхность вносит в величину  $V_{oc}$  заметный вклад по сравнению с вкладом освещенной поверхности. Подобная ситуация не реализуется в прямозонных полупроводниках, в частности, в арсениде галлия, поскольку в них вследствие достаточно малых значений  $\tau_{SR}$  всегда выполняется неравенство  $\Delta p \ll p_0$ .

В случае, когда  $\Delta p \gg p_0$ , выражение (4) для  $V_{oc}$  существенно упрощается и принимает вид

$$V_{oc} \approx \frac{2kT}{q} \ln \left( \frac{\Delta p}{n_i} \right), \quad (5)$$

где  $n_i$  — концентрация собственных носителей заряда в кремнии.

Уравнение (5) может быть переписано в виде

$$\Delta p \approx n_i \exp \left( \frac{qV_{oc}}{2kT} \right). \quad (6)$$

Учитывая, что в практически интересном случае, когда межзонной рекомбинацией Оже можно пренебречь, уравнение баланса генерации-рекомбинации имеет следующий вид:

$$J_{sc} = q \left( \frac{d}{\tau_{SR}} + S_s \right) \Delta p, \quad (7)$$

где  $S_s = S_0 + S_d$  — суммарная скорость рекомбинации на освещенной и тыльной поверхности, определив  $\Delta p$  из (7) и подставив его в (6), получаем

$$J_{sc} = J_0 \exp\left(\frac{qV_{oc}}{2kT}\right), \quad (8)$$

где в пренебрежении излучательной рекомбинацией и межзонной рекомбинацией Оже

$$J_0 = qn_i \left( \frac{d}{\tau_{SR}} + S_s \right) \quad (9)$$

— плотность тока насыщения. Как следует из (8), ВАХ такого СЭ имеет следующий вид:

$$J(V) = J_{sc} - J_0 \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right). \quad (10)$$

По виду уравнение (10) полностью эквивалентно уравнению, описывающему ВАХ в случае доминирования рекомбинации в ОПЗ, в частности, в этом случае, как и при рекомбинации в ОПЗ, фактор неидеальности ВАХ  $n$  равен 2. Однако физический смысл того, что в данном случае  $n = 2$ , иной, чем в случае рекомбинации в ОПЗ. С одной стороны, это связано с реализацией нелинейного уровня возбуждения, а с другой — с заметным вкладом тыльной поверхности в результирующую величину  $V_{oc}$ . При этом доминирующим механизмом рекомбинации остается либо объемная рекомбинация Шокли–Рида–Холла, либо поверхностная рекомбинация.

Возникает вопрос — как эти два механизма различить между собой. Отметим, что в рассматриваемом случае их можно учесть одновременно. Тогда уравнение для ВАХ примет вид

$$J(V) = J_{sc} - (J_0 + J_r) \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right), \quad (11)$$

где  $J_r \approx qn_i L_D / \tau_{SR} f(V)$  — ток насыщения, связанный с рекомбинацией в ОПЗ,  $L_D$  — длина экранирования Дебая, а  $f(V)$  — слабо зависящая от приложенного напряжения  $V$  функция порядка 1. Сравнивая между собой  $J_0$  и  $J_r$ , можно увидеть, что в рассматриваемом случае высокоэффективных кремниевых СЭ  $J_0 \gg J_r$ , поскольку  $d \ll L_D$ . Это означает, что в данном случае при определении напряжения разомкнутой цепи током рекомбинации в ОПЗ можно пренебречь.

Отметим, что при  $\Delta p \propto p_0$  соотношение (5) не выполняется, однако эффективный коэффициент неидеальности в одноэкспоненциальном выражении для ВАХ будет превышать 1. По мере увеличения  $\Delta p/p_0$  он будет возрастать, приближаясь к двойке. Однако большее по сравнению с 1 значение фактора неидеальности в рассматриваемом случае никоим образом не связано с заметным вкладом тока рекомбинации в ОПЗ.

Именно для рассматриваемого выше случая, когда справедливо выражение (4), была получена рекордная эффективность фотопреобразования в кремнии, равная

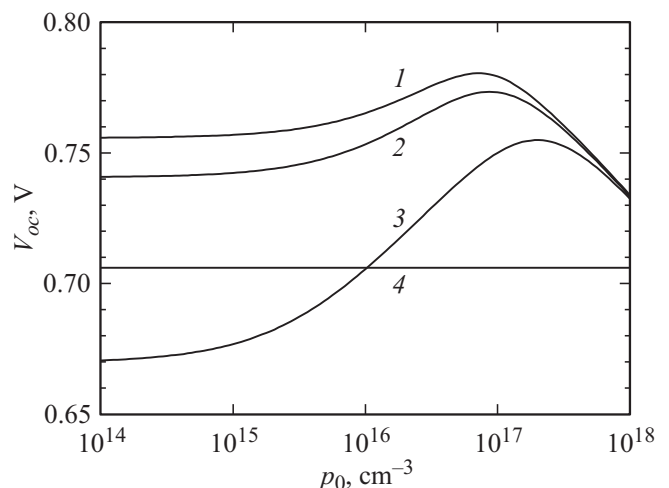
в условиях AM1.5 25% [7]. Главной проблемой в таких СЭ помимо реализации практически полного поглощения падающего освещения, что достигается путем использования текстурированных поверхностей СЭ, является минимизация величин скоростей поверхностной рекомбинации на освещенной и тыльной поверхностях. В работе [7], с одной стороны, пассивация поверхностей достигалась за счет выращивания термического оксида с низкой плотностью поверхностных состояний, а минимизация скорости рекомбинации на тыльной поверхности решалась еще и путем создания изотипного перехода. В последнее время появляются работы, в которых указанная проблема решается путем использования гетеропереходов  $\alpha$ -Si:H-Si или  $\alpha$ -SiC:H-Si (так называемых НГТ структур) [8–10]. Обязательным условием в данном случае является введение водорода, который пассивирует оборванные связи, приводя к минимизации величин  $S$ . Наибольшая эффективность таких СЭ, равная 24.7%, получена в работе [9].

Чтобы найти в данном случае величину  $V_{oc}$ , необходимо из уравнения (3) определить значение  $\Delta p$  и подставить полученное значение в (4).

### 3. Полученные результаты и их обсуждение

На рис. 2 приведены зависимости  $V_{oc}$  от уровня легирования базы.

Кривая 1 соответствует предельным параметрам, когда скорость рекомбинации Шокли–Рида–Холла и скорость поверхностной рекомбинации пренебрежимо малы по сравнению со скоростью межзонной рекомбинации Оже. Кривая 2 отвечает случаю достигнутых в на-



**Рис. 2.** Зависимости напряжения разомкнутой цепи от уровня легирования. Используемые параметры:  $d = 200$  мкм,  $T = 298$  К. 1 —  $\phi_{SR} = 10^2$  с,  $S = 10^{-3}$  см/с,  $J_{sc} = 43.5$  мА/см<sup>2</sup>; 2 —  $\phi_{SR} = 3.8 \cdot 10^{-2}$  с,  $S = 10$  см/с,  $J_{sc} = 42.7$  мА/см<sup>2</sup>; 3 —  $\Phi_{SR} = 10^{-3}$  с,  $60$  см/с,  $J_{sc} = 42.7$  мА/см<sup>2</sup>; 4 —  $p_0 = 1 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $\phi_{SR} = 10^{-3}$  с,  $60$  см/с,  $J_{sc} = 42.7$  мА/см<sup>2</sup>.

стоящее время для кремния параметров ( $\tau_{SR} = 38$  мс,  $S \approx 1$  см/с), а кривая 3 моделирует величину  $V_{oc}$  для кремниевого СЭ с рекордной эффективностью, равной 25% [7]. Как видно из рисунка, для всех кривых реализуются зависимости  $V_{oc}(p_0)$  с максимумом, который лежит при  $p_0 \leq 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Участки роста  $V_{oc}$  связаны с относительным уменьшением вклада второго слагаемого в уравнении (4) с ростом  $p_0$  в области  $p_0 < 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, а спада — с ростом  $R_{Auger}$  при  $p_0 \geq 10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Величина напряжения разомкнутой цепи, рассчитанная из выражения (4) при параметрах, реализующихся для рекордного СЭ, может превышать 0.740 В. В обычных кремниевых СЭ, в которых выполнено соотношение  $L < d$ , такое значение  $V_{oc}$  достигается лишь при концентрированном освещении.

Уравнение (4) является квадратным уравнением относительно величины  $\Delta p$  и его решение имеет вид

$$\Delta p = -\frac{p_0}{2} + \sqrt{\frac{p_0^2}{4} + n_i^2 \exp\left(\frac{qV_{oc}}{kT}\right)}. \quad (12)$$

Заменив значение  $V_{oc}$  в (5) на величину приложенного прямого смещения  $V$ , получаем связь  $\Delta p$  с  $V$ . Это дает возможность сконструировать на основе выражения (3) (не приравнивая правую и левую части) вольт-амперную характеристику для СЭ

$$J(V) = J_{sc} - J_{rec}(V). \quad (13)$$

Далее из условия максимальной отбираемой мощности  $d(VJ(V))/dV = 0$  находится значение  $V_m$ , а его подстановка в (6) позволяет определить величину  $J_m$ .

В результате получаем для эффективности фотообразования СЭ единичной площади на основе кремния при неконцентрированном освещении с учетом последовательного сопротивления  $R_s$  следующее выражение:

$$\eta = \frac{J_m V_m}{P_s} \left(1 - \frac{J_m R_s}{V_m}\right), \quad (14)$$

где  $P_s$  — плотность мощности падающего солнечного излучения.

На рис. 3 приведены зависимости эффективности фотообразования  $\eta$  от времени жизни Шокли–Рида–Холла  $\tau_{SR}$ .

Как видно из рисунка, при достаточно больших значениях  $\tau_{SR}$  величина  $\eta$  выходит на максимальное значение и насыщается. Чем больше величина  $S$ , тем раньше происходит насыщение.

На рис. 4 при тех же основных параметрах СЭ построены зависимости величины  $\eta$  от уровня легирования базы  $p_0$ .

Из рисунка видно, что для всех трех кривых зависимости  $\eta(p_0)$  имеют максимум. Чем меньше вклад рекомбинации Шокли–Рида–Холла и поверхностной рекомбинации в полную рекомбинацию, тем при меньших значениях  $p_0$  реализуется максимум. Предельно достижимое значение  $\eta_{max}$  при использованных параметрах

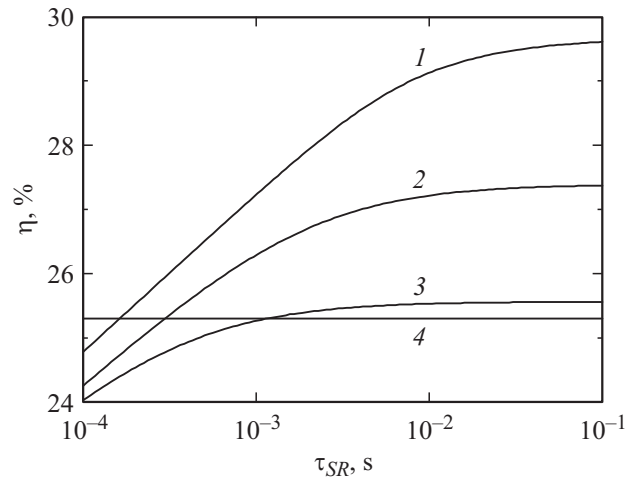


Рис. 3. Зависимости эффективности фотообразования от времени жизни  $\tau_{SR}$ . Использованные параметры:  $d = 200$  мкм,  $T = 298$  К. При построении кривых использованы такие же значения  $S$  и  $J_{sc}$ , что и при построении рис. 2. Уровень легирования  $p_0$  полагался равным  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

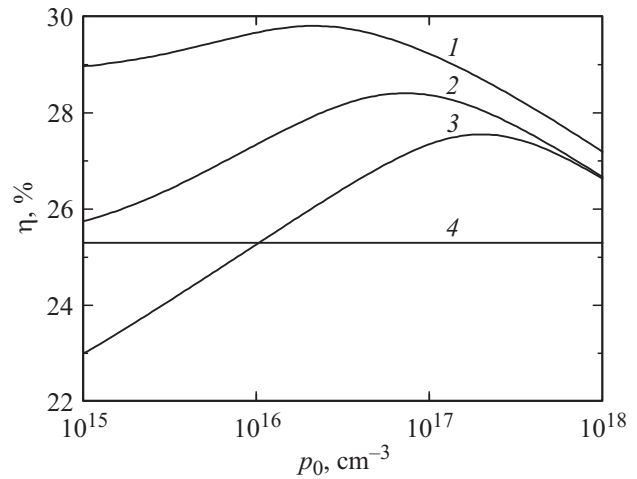


Рис. 4. Зависимости эффективности фотообразования от уровня легирования. Использованные параметры:  $d = 200$  мкм,  $T = 298$  К. При построении кривых использованы те же параметры, что и при построении рис. 2.

составляет 29.2%. Если толщину СЭ уменьшить с 200 до 50 мкм, то величина  $\eta_{max}$  возрастает до 30.4%.

Далее, используя приведенные выше результаты расчета напряжения разомкнутой цепи и эффективности от уровня легирования базы, получим теоретические значения напряжения разомкнутой цепи и эффективности фотообразования для рекордного кремниевого СЭ с эффективностью 25%, а также для кремниевых СЭ, в которых поверхностная рекомбинация минимизировалась путем использования гетеропереходов  $\alpha$ -Si:H-Si [8,9] и  $\alpha$ -SiC:H-Si [10]. Во всех дальнейших расчетах значения плотностей токов короткого замыкания брались из эксперимента. Вначале рассчитаем рекомбинационные

**Таблица 1.** Экспериментальные и расчетные значения основных параметров кремниевых СЭ для трех образцов [7–9]

Литература	$J_{sc}^{exp}$ , мА/см <sup>2</sup>	$V_{oc}^{exp}$ , В	$V_{oc}^{th}$ , В	$S$ , см/с	$R_s$ , Ом	$\eta_{exp}$ , %	$\eta_{th}$ , %
[7]	42.7	0.706	0.706	47	0.13	25	25
[8]	39.4	0.745	0.745	13	0.55	23.7	23.7
[9]	39.5	0.750	0.750	9	0.07	24.7	24.7

**Таблица 2.** Экспериментальные и расчетные значения основных параметров кремниевых СЭ для трех образцов, пассивированных с помощью  $\alpha$ -SiC:H

Образец	$J_{sc}^{exp}$ , мА/см <sup>2</sup>	$V_{oc}^{exp}$ , В	$V_{oc}^{th}$ , В	$S$ , см/с	$R_s$ , Ом	$\eta_{exp}$ , %	$\eta_{th}$ , %
<i>p</i> -Si	39.1	0.683	0.683	350	0.65	21.6	21.6
<i>n</i> -Si	40.1	0.698	0.698	40	0.65	22.2	22.2
<i>n</i> -Si	39.8	0.701	0.701	33	0.55	22.4	22.4

**Таблица 3.** Экспериментальные и расчетные значения основных параметров кремниевых СЭ для трех образцов космического назначения [11,12]

Образец	$N_b$ , см <sup>-3</sup>	$J_{sc}^{exp}$ , мА/см <sup>2</sup>	$V_{oc}^{exp}$ , В	$V_{oc}$ , В	$S$ , см/с	$R_s$ , Ом	$\eta_{exp}$ , %	$\eta_{th}$ , %
<i>p</i> -Si, ПП	$1.8 \cdot 10^{15}$	42	0.615	0.615	300	0.2	14.8	14.8
<i>n</i> -Si ПП	$3.1 \cdot 10^{15}$	41	0.645	0.645	184	0.55	15.6	15.6
<i>n</i> -Si ТП	$3.1 \cdot 10^{15}$	43.5	0.615	0.615	700	0.55	15.7	15.7

Примечание. ПП — плоская поверхность, ТП — текстурированная поверхность.

параметры, при которых реализуется значение  $V_{oc}$ , равное 706 мВ, полученное в работе [7]. Они определяются из пересечения кривой  $I$  рис. 3 с экспериментальной величиной 706 мВ. Далее подставим параметры, при которых было получено это совпадение, в выражение для  $\eta$  и при использовании экспериментального значения плотности тока короткого замыкания, равного 42.7 мА/см<sup>2</sup>, вычислим величину  $\eta$ . В результате получаем расчетное значение  $\eta$ , равное 25%, при  $R_s = 0.1$  Ом. Таким же образом проведем расчеты для соответствующих параметров СЭ в случае гетероперехода  $\alpha$ -Si:H-Si [8,9].

Окончательные результаты приведены в табл. 1.

Как видно из таблицы, во всех случаях, используя экспериментальные значения плотностей токов короткого замыкания в качестве расчетного параметра в выражениях для напряжения разомкнутой цепи (4) и эффективности фотопреобразования  $\eta$  (14), удалось согласовать расчетные значения напряжения разомкнутой цепи  $V_{oc}$  и эффективности  $\eta$  с полученными экспериментально.

Это, по нашему мнению, свидетельствует о достаточной хорошей адекватности теоретической модели, предложенной в настоящей работе.

В табл. 2 приведены экспериментальные и расчетные значения основных параметров кремниевых СЭ, полу-

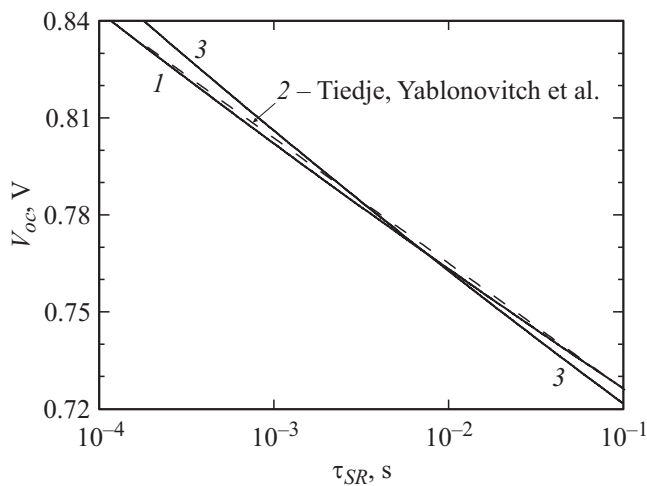
ченные в работе [10], для случая, когда пассивация скоростей поверхностной рекомбинации на освещаемой и тыльной поверхностях достигалась путем использования  $\alpha$ -SiC:H.

Как видно из табл. 2, и в этом случае удалось хорошо согласовать между собой экспериментальные и расчетные результаты.

В работах [11,12] на основе монокристаллического кремния с высоким значением времени жизни Шокли-Рида-Холла были созданы кремниевые солнечные элементы космического назначения с эффективностями в условиях АМ0 порядка 15%. В табл. 3 приведены экспериментальные и расчетные значения характеристик указанных элементов. Как видно из табл. 3, согласие между расчетом и экспериментом хорошее. Причиной занижения  $\eta$  в данном случае является достаточно высокое значение последовательного сопротивления ( $\sim 0.55$  Ом). Снижение величины  $R_s$  до 0.1 Ом приводит к увеличению  $\eta$  до 16.3% в условиях АМ0 и до 18% в условиях АМ1.5.

В заключение сравним результаты, полученные в настоящей работе, с результатами, полученными в работе [3]. В этой работе на рис. 5 приведены результаты расчета зависимости  $V_{oc}(d)$  при учете излучательной





**Рис. 5.** Расчетные зависимости  $V_{oc}$  от толщины, полученные в работе [3] (кривая 1), полученные нами при использовании параметров работы [3] (кривая 2) и рассчитанные при использовании параметров наших работ [15,16] (кривая 3).

рекомбинации и межзонной рекомбинации Оже. Мы рассчитаем указанные зависимости, используя выражения (3) и (4). Вначале скорректируем расчетные параметры, приведя их к использованным в [3]. Примем, что величина  $n_i$  в кремнии при  $T = 300$  К равна  $1.45 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , а коэффициент излучательной рекомбинации равен  $2.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}$  [3]. Опустим также в выражении для  $C_n$  слагаемое  $2.5 \cdot 10^{-22}/\Delta p^{0.5}$ , отсутствующее в [3]. Результаты сравнения зависимостей  $V_{oc}(d)$ , рассчитанных при использовании формул (4) и (3) нашей работы (кривая 1), с приведенными на рис. 8 работы [3] (см. рис. 5, кривая 2), свидетельствуют об их хорошем согласии.

На этом рисунке приведены также расчетные зависимости  $V_{oc}(d)$ , построенные при использовании формул (4) и (3) данной работы и параметров кремния, полученных в наших работах [14,15] (кривая 3). Как видно из сравнения кривых (1) и (3), они хотя и отличаются в области малых и больших толщин СЭ, однако практически совпадают при реальных толщинах кремниевых СЭ ( $\propto 100$  мкм). Несколько большие значения значений  $V_{oc}(d)$  при малых толщинах связаны с меньшим значением концентрации дырок и электронов в кремнии, использованным нами и равным  $8.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ , а меньшие значения  $V_{oc}(d)$  в области больших толщин объясняются большей величиной параметра излучательной рекомбинации в кремнии при комнатной температуре ( $6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^3/\text{с}$ ) и учетом дополнительного слагаемого в  $C_n$ .

Значение предельной эффективности фотопреобразования кремниевых СЭ, полученное в настоящей работе, коррелирует с полученным в работе [3], а также согласуется с выводами работы [18]. Однако, как показали результаты нашего анализа, в отличие от работ [3,4] для расчета параметров кремниевых СЭ (включая предельно

возможные и рекордные) можно пренебрегать эффектами переизлучения и перепоглощения света. В результате расчет существенно упрощается и может быть выполнен в традиционных приближениях.

## 4. Заключение

Рассмотрены особенности формирования напряжения разомкнутой цепи и эффективности фотопреобразования в кремниевых СЭ на основе монокристаллического кремния с временем жизни Шокли-Рида-Холла  $\geq 1$  мс.

Предложена теоретическая модель, описывающая количественно экспериментальные результаты для высокоэффективных кремниевых СЭ, полученные с использованием различных методов минимизации скоростей поверхностной рекомбинации.

Реализация эффективного коэффициента неидеальности ВАХ, превышающего 1, в случае высокоэффективных кремниевых солнечных элементов не связана с проявлением рекомбинации в ОПЗ, а связана с нелинейностью уровня возбуждения и дополнительным вкладом тыловой поверхности в напряжение разомкнутой цепи.

Развитый в работе подход позволяет предсказать ожидаемые значения характеристик СЭ при знании соответствующих параметров материала.

## Список литературы

- [1] А. Фаренбрух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы: Теория и эксперимент* (М., Энергоатомиздат, 1987).
- [2] S.M. Sze, K.Ng. Kwok. *Physics of Semiconductor Devices, 3rd edn* (John Wiley and Sons, 2006).
- [3] T. Tiedje, E. Yablonovitch, G.D. Cody, B.J. Brooks. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED31** (5), 711 (1984).
- [4] D. Ding, S.R. Johnson, S.-Q. Yu, S.-N. Wu, Y.-H. Zhang. *Appl. Phys.*, **110**, 123 104 (2011).
- [5] I. Schnitzer, E. Yablonovitch, C. Caneau, T.J. Gmitter. *Appl. Phys. Lett.*, **62** (2), 131 (1993).
- [6] T. Trupke, J. Zhao, A. Wang, R. Corkish, M.A. Green. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 2996 (2003).
- [7] Martin A. Green. *Progr. Photovolt: Res. Appl.*, **17**, 183 (2009).
- [8] T. Sawada. In: *Conference Record of the Twenty Fourth, IEEE Photovoltaic Specialists Conference, IEEE First World Conference on*, 2 (Waikoloa, HI, USA, 1994) p. 1219.
- [9] A. Jano, S. Tohoda, K. Matsuyama, Y. Nakamura, T. Nishiwaki, K. Fujita, M. Taguchi, E. Maruyama. *Proc. 28th Eur. Photovolt. Solar Energy Conf. and Exhibition* (Paris, France, 2013) p. 1846.
- [10] D. Pysch, J. Ziegler, J.-P. Becker, D. Suwito, S. Janz, S.W. Glunz, M. Hermle. *Appl. Phys. Lett.*, **94** (093510), 093510/1-3 (2009).
- [11] A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, V.N. Borshev, A.M. Listratenko. *Telecommunications and Radio Engin.*, **55**, (9), 94 (2001).
- [12] А.П. Горбань, В.П. Костыльов, А.В. Саченко, А.А. Серб, В.В. Черненко. *Авиационно-космическая техника и технология*, вып. 8, 83 (1999).
- [13] A.P. Gorban, A.V. Sachenko, V.P. Kostylyov, N.A. Prima. *Semicond. Phys. Quant. Electron. Optoelectron.*, **3** (3), 322 (2000).

- [14] A.P. Gorban, V.P. Kostylyov, A.V. Sachenko, O.A. Serba, I.O. Sokolovskyi, V.V. Chernenko. Ukr. J. Phys., **55** (7), 783 (2010).
- [15] А.В. Саченко, А.П. Горбань, В.Е. Костылев, И.О. Соколовский. ФТП, **40** (8) 909 (2006).
- [16] E. Yablonovitch, T. Gmitter. Appl. Phys. Lett., **49** (10), 587 (1986).
- [17] E. Yablonovitch, D.L. Allara, C.C. Chang, T. Gmitter, T.B. Bright. Phys. Rev. Lett., **57** (2), 249 (1986).
- [18] R.M. Swanson. Proc. 20th Eur. Photovol. Conf. (Barcelona, Spain, 2005) p. 584.

Редактор Т.А. Полянская

## Features of photoconversion in the high-efficiency silicon solar cells

A.V. Sachenko, A.I. Shkrebtii\*, R.M. Korkishko, V.P. Kostylyov, N.R. Kulish, I.O. Sokolovskyi

V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
03680 Kiev, Ukraine

\* University of Ontario, Institute of Technology,  
Faculty of Science,  
L1H7K4 Ontario, Canada

**Abstract** The analysis of photoconversion in the high-efficiency solar cells (SC) based on silicon depending on the value of summary surface recombination velocity on the illuminated and back surfaces  $S_s$  is conducted. Both SC based on silicon  $p-n$  junctions and on  $\alpha$ -Si:H-Si or  $\alpha$ -SiC:H-Si heterojunctions (so called HIT structures) are studied with the same attitude. It is shown that enhanced value of open circuit voltage  $V_{oc}$  connected with supplementary contribution of back surface is the common peculiarity of the mentioned SC. In the frame of approach based on analysis of physical law of photoconversion in solar cells with basic mechanism of recombination take into account, including Shockli-Read-Hall recombination, radiative recombination, surface recombination, recombination in the space charge region (SCR) and band-to-band Auger recombination, equations for photoconversion efficiency of such SC are obtained. Comparison of the evolved theory and experiment including those for SC with record parameters, where value  $\eta$  is 25% in conditions AM1.5 for SC with  $p-n$  junction and 24.7% for HIT structures is carried out. From the comparison theory and experiment  $S_s$  values achieved as the result of recombination loss minimization in different ways are found. Comparison between calculated results for maximal value  $\eta_{max}$  in silicon SC and calculated results for  $\eta_{max}$  mentioned in other authors papers is done. A good agreement between them is achieved.