

Литература

1. Юткин, Л.А. Электрогидравлический эффект [Текст] / Л.А. Юткин. – М.: Машгиз, 1975. – 356 с.
2. Коробейников, В.П. Определение формы и параметров фронта ударной волны при взрыве в неоднородной среде [Текст] / В.П. Коробейников, В.П. Карликов // Докл. АН СССР. – 1963. – №6. – С. 1271 – 1274.
3. Ковальчук, В.В. Внутренняя энергия и давление плазмы в канале электрического разряда [Текст] / В.В. Ковальчук, О.И. Лещенко, О.В. Осипенко // Труды Одесского политехнического университета. – 2008. – Вып. 2(30). – С. 228–234.
4. Коробейников, С.М. Зажигание разряда в воде с помощью пузырьков [Текст] / С.М. Коробейников, А.В. Мелехов, А.С. Бесов // Теплофизика высоких температур. – 2002. – Т. 40, №5. – С. 120-127.
5. Nigmatulin, R.I. Dynamics, heat and mass transfer of vapor–gas bubbles in liquid [Текст] / R.I. Nigmatulin, N.S. Khabeev, F.B. Nagiev // Int. J. Heat Mass Transfer. – 1981. – Vol.24, №6. – Pp.1033–1041.
6. Мельников, И.П. Предпробойное развитие электрического разряда в водных электролитах [Текст]: автореф. дис. канд. физ.–мат. наук / И.П. Мельников. – Л., 1969. – 16 с.
7. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity [Текст] // Phil. Mag. – 1917. – Vol.34. – Pp.94–98.
8. Долинский, А.А. Теоретическое обоснование принципа дискретно–импульсного ввода энергии. I. Модель динамики одиночного парового пузырька [Текст] / А.А. Долинский, Г.К. Иваницкий // Пром. теплотехника. – 1995. – Т.17, №5. – С. 3–28.
9. Яхно, О.М. Математична модель динаміки росту парової фази (перенесення теплоти у рідині, зміна зовнішнього тиску, вплив теплофізичних параметрів, поля швидкостей і тиску біля бульбашки) [Текст] / О.М Яхно, В.Р. Кулінченко, В.Л. Зав'ялов, Т.Г. Мисюра // Технологія і техніка друкування. Збірник наукових праць НТУУ «КПІ». – 2006. – Вип. №3(13). – С. 49–58.
10. Долинский, А.А. Теоретическое обоснование принципа дискретно–импульсного ввода энергии. II. Модель динамики ансамбля паровых пузырьков [Текст] / А.А. Долинский, Г.К. Иваницкий // Пром. теплотехника. – 1996. – Т.18, №1. – С. 3–20.

УДК 621.383.46

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ТРЕХПЕРЕХОДНЫХ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО И МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО КРЕМНИЯ

**С. Н. Чеботарев**

Кандидат технических наук, старший научный сотрудник\*  
E-mail: chebotarev.sergei@gmail.com

**А. С. Пашченко**

Кандидат физико-математических наук, научный сотрудник\*  
E-mail: as.pashchenko@gmail.com

**М. Л. Лунина**

Кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник  
Лаборатория солнечной энергетики\*\*  
E-mail: MarinaSchaz@rambler.ru

**В. А. Ирха**

Ведущий инженер  
Общество с ограниченной ответственностью специальное  
конструкторско-технологическое бюро «Инверсия»  
ул. Зорге, 7, г. Ростов-на-Дону, 344000, Россия  
E-mail: v-irx@rambler.ru

\*Лаборатория кристаллов и структур для твердотельной электроники  
\*\*Южный научный центр Российской академии наук  
пр. Чехова, 41, г. Ростов-на-Дону, 344006, Россия

*Запропонована кон-  
струкція тонкоплівкового  
трьохперехідного фотоперет-  
ворювача на основі гідрованих  
і оксидованих шарів мікро  
кристалічного і аморфного  
кремнію  $\alpha\text{-Si:H}(n\text{-i-p})/\mu\text{-SiO:H}(n\text{-i-p})$ .  
Результати чисельного моде-  
лювання вказують на мож-  
ливість досягнення 16% ККД*

*Ключові слова: трьох-  
перехідний тонкоплівкий фото-  
перетворювач, аморфний і  
мікроткристалічний кремній,  
чисельне моделювання*

*Предложена конструкция  
тонкопленочного трехпереход-  
ного фотопреобразователя на  
основе гидрированных и оксиди-  
рованных слоев микрокристал-  
лического и аморфного кремния  
 $\alpha\text{-Si:H}(n\text{-i-p})/\mu\text{-SiO:H}(n\text{-i-p})$ .  
Результаты численного моделирования  
указывают на возможность  
достижения 16% КПД*

*Ключевые слова: трехпере-  
ходный тонкопленочный фото-  
преобразователь, аморфный и  
микрокристаллический крем-  
ний, численное моделирование*

**1. Введение**

Фотопреобразователи (ФЭП) на основе моно- и поликристаллического кремния занимают более 85% мирового рынка наземной солнечной энергетики. Наибольшей эффективностью преобразования солнечного излучения обладают монокристаллические кремниевые ФЭП (с-Si) [1]. Основной недостаток с-Si ФЭП заключается в значительном расходе высокочистого монокристаллического кремния, большая часть которого выполняет роль пассивной подложки. Для уменьшения себестоимости кремниевых ФЭП используются микрокристаллические (μс-Si:H) [2] и аморфные (α-Si:H) [3] кремниевые слои-поглотители толщиной 0.1-3 мкм. Ранее нами [4, 5] проведено численное моделирование функциональных характеристик солнечных элементов на основе монокристаллического кремния и A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>. В работе [6] продемонстрирована экспериментальная возможность получения моно- и поликристаллических кремниевых микро- и нанослоев.

**2. Цель и задачи исследования**

Цель настоящей статьи состоит в численном моделировании трехпереходного ФЭП α-Si:H/μс-SiO:H/μс-Si:H. Задачами исследования являются: 1) разработка физической модели трехпереходных ФЭП содержащих слои μс-Si:H, μс-SiO:H и α-Si:H; 2) создание компьютерной программы для численного моделирования функциональных характеристик ФЭП; 3) демонстрация возможности повышения КПД ФЭП путем введения гидрированно-окисленного микрокристаллического слоя кремния.

**3. Физическая модель трехпереходных ФЭП α-Si:H/μс-SiO:H/μс-Si:H**

Для моделирования характеристик ФЭП на основе μс-Si:H, μс-SiO:H и α-Si:H разработана компьютерная программа, работающая в среде MatLab. Подобно имеющимся программам моделирования ФЭП на основе с-Si (например, AMPS-1D [7]) предложенная нами программа также основана на решении системы дифференциальных уравнений, состоящих из уравнения Пуассона, уравнений непрерывности и переноса носителей заряда. Однако при моделировании электрических и фотоэлектрических свойств аморфного и микрокристаллического кремния необходимо учитывать принципиальное отличие свойств этих материалов от свойств монокристаллического кремния. Описанию таких отличий и принятых допущений и будет посвящен настоящий раздел.

Для полноты рассмотрения принятой модели приведем стандартную систему уравнений, используемую для численного моделирования полупроводниковых многослойных электрических устройств [8].

Уравнение Пуассона:

$$\text{div grad } \phi = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}, \tag{1}$$

где φ – электрический потенциал, ρ – объемная плотность заряда, ε – диэлектрическая проницаемость, ε<sub>0</sub> – диэлектрическая постоянная.

Система уравнений непрерывности для электронов и дырок:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \text{div } \bar{j}_n - R_n + G, \tag{2}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{e} \text{div } \bar{j}_p - R_p + G, \tag{3}$$

где t – время, e – заряд электрона, n и p – концентрации электронов и дырок,  $\bar{j}_n$  и  $\bar{j}_p$  – плотности электронного

и дырочного тока, R<sub>n</sub> и R<sub>p</sub> – скорости рекомбинации электронов и дырок, G – скорость генерации электронно-дырочных пар.

Система уравнений переноса для электронов и дырок:

$$\bar{j}_n = -en\mu_n \text{grad } \phi + eD_n \text{grad } n, \tag{4}$$

$$\bar{j}_p = -ep\mu_p \text{grad } \phi - eD_p \text{grad } p, \tag{5}$$

здесь μ<sub>n</sub> и μ<sub>p</sub> – подвижности электронов и дырок в слоях, D<sub>n</sub> и D<sub>p</sub> – коэффициенты диффузии электронов и дырок.

Для решения уравнений (1) - (5) необходимо кроме граничных условий определить плотности состояний g(E) в аморфном и микрокристаллическом кремнии, а также процессы фотогенерации и рекомбинации носителей заряда, в том числе и на границах контактирующих слоев.

Электрические и оптические свойства кристаллических материалов зависят от плотности энергетических состояний g(E), определяемой параметрами решетки и типом атомов. В аморфных материалах кристаллическая периодичность отсутствует. Зонная структура α-Si:H отличается от зонной структуры монокристаллического кремния [9]. Внутри запрещенной зоны α-Si:H существует так называемая зона подвижности носителей заряда. В отсутствие дальнего порядка плотность состояний на границах зоны увеличивается, а не обрывается, как это имеет место для монокристалла. Эти пограничные области называют областями Урбаха (*Urbach tails*). Помимо состояний на границах валентной зоны E<sub>v</sub> и зоны проводимости E<sub>c</sub> в α-Si:H существуют также дополнительные состояния, локализованные внутри запрещенной зоны E<sub>g</sub>. Эти состояния называют межзонными распределенными ловушками носителей заряда. Они бывают двух типов. Первый тип ловушек захватывает электроны и не влияет на движение дырок (*донорноподобные ловушки*); второй тип ловушек захватывает дырки и не оказывает воздействия на электроны (*акцептороподобные ловушки*). Плотность состояний в аморфном кремнии g(E) определяется суммой плотностей состояний Урбаха и внутризонных ловушек:

$$g(E) = g_D^{\text{Urbach}}(E) + g_A^{\text{Urbach}}(E) + g_D^{\text{Gauss}}(E) + g_A^{\text{Gauss}}(E). \tag{6}$$

Плотности состояний Урбаха на границах зоны проводимости и валентной зоны описываются экспоненциальными выражениями:

$$g_D^{Urbach}(E) = g_{D0}^{Urbach} \exp\left[\frac{E_V - E}{E_D}\right], \quad (7)$$

$$g_A^{Urbach}(E) = g_{A0}^{Urbach} \exp\left[\frac{E - E_C}{E_A}\right], \quad (8)$$

где  $g_{D0}^{Urbach}(E)$  и  $g_{A0}^{Urbach}(E)$  - плотность состояний Урбаха на границах зоны проводимости и валентной зоны,  $E_D$  и  $E_A$  - характеристические энергии донорноподобных и акцепторноподобных состояний.

Плотность глубоких состояний внутри запрещенной зоны подчиняются распределению Гаусса:

$$g_D^{Gauss}(E) = \frac{N_D^{Gauss}}{\omega_D} \exp\left[-\frac{(E - E_D^{Gauss})^2}{2\omega_D}\right], \quad (9)$$

$$g_A^{Gauss}(E) = \frac{N_A^{Gauss}}{\omega_A} \exp\left[-\frac{(E - E_A^{Gauss})^2}{2\omega_A}\right], \quad (10)$$

где  $E_D^{Gauss}$  и  $E_A^{Gauss}$  - положение вершин распределений Гаусса для донорноподобных и акцепторноподобных состояний,  $\omega_D$  и  $\omega_A$  - стандартные отклонения для распределений Гаусса,  $N_D^{Gauss}$  и  $N_A^{Gauss}$  - число состояний в вершинах распределений Гаусса.

После определения плотности энергетических состояний  $g(E)$  в аморфном кремнии (уравнения (6) – (10)) необходимо задать функцию, определяющую вероятность их заполнения носителями заряда. Введем коэффициент  $C$ , характеризующий отношение сечений захвата заряженных ловушек  $\sigma_{ch}$  и нейтральных ловушек  $\sigma_{neut}$ :

$$C = \frac{\sigma_{ch}}{\sigma_{neut}}, \quad (11)$$

Для акцепторноподобных состояний в аморфном кремнии  $\sigma_{ch} = \sigma_p$ ,  $\sigma_{neut} = \sigma_n$  ( $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  - сечения захвата электронов и дырок) и функция распределения примет вид [10]:

$$f_A(E) = \frac{n + C \cdot N_V \exp\left[\frac{(E_V - E)}{kT}\right]}{n + p \cdot C + C \cdot N_V \exp\left[\frac{(E_V - E)}{kT}\right] + N_C \exp\left[\frac{(E - E_C)}{kT}\right]}, \quad (12)$$

где  $N_V$  и  $N_C$  - эффективная плотность состояний в валентной зоне  $E_V$  и зоне проводимости  $E_C$ ,  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - абсолютная термодинамическая температура.

Для донорноподобных состояний в аморфном кремнии  $\sigma_{ch} = \sigma_n$ ,  $\sigma_{neut} = \sigma_p$  и функция распределения определяется аналогичным выражением:

$$f_D(E) = \frac{n \cdot C + N_V \exp\left[\frac{(E_V - E)}{kT}\right]}{p + n \cdot C + C \cdot N_C \exp\left[\frac{(E - E_C)}{kT}\right] + N_V \exp\left[\frac{(E_V - E)}{kT}\right]}, \quad (13)$$

Определив плотность энергетических состояний в запрещенной зоне аморфного кремния можно оценить концентрацию электронов  $n_{trap}$  и дырок  $p_{trap}$ , захваченных акцепторноподобными и донорноподобными ловушками Урбаха и межзонными распределенными ловушками. Захваченные носители заряда не вносят вклад в электропроводность. Концентрации  $n_{trap}$  и  $p_{trap}$  определяются концентрациями свободных дырок и электронов:

$$n_{trap} = \int_{E_V}^{E_C} f_A(E) g_A(E) dE, \quad (14)$$

$$p_{trap} = \int_{E_V}^{E_C} [1 - f_D(E)] g_D(E) dE, \quad (15)$$

здесь

$$g_D(E) = g_D^{Urbach}(E) + g_D^{Gauss}(E), \quad g_A(E) = g_A^{Urbach}(E) + g_A^{Gauss}(E).$$

При освещении полупроводника светом с энергией фотонов больше ширины запрещенной зоны наблюдается фотогенерация электронно-дырочных пар. Поглощательная способность материала характеризуется коэффициентом поглощения  $\alpha(\lambda)$ , представленным на рис. 1 [11].

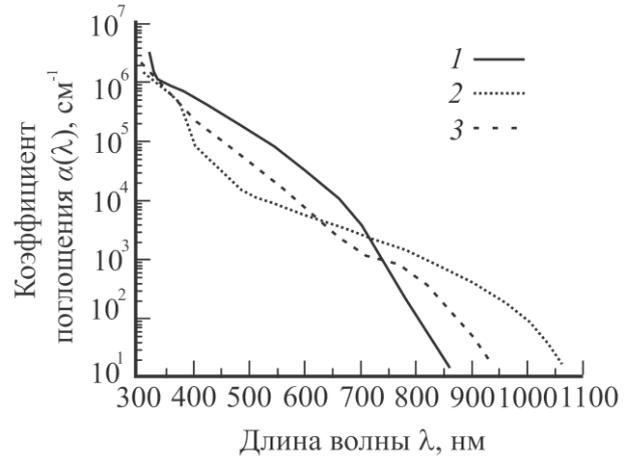


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от длины волны: 1 - α-Si:H; 2 - μc-Si:H; 3 - c-Si

Поток фотонов внутри полупроводника на глубине  $x$  (координата отсчитывается от поверхности слоя вглубь) определяется соотношением Бугера-Ламберта:

$$\Phi(x, \lambda) = \Phi_0(\lambda) \exp[-\alpha(\lambda) \cdot x], \quad (16)$$

Скорость фотогенерации электронно-дырочных пар внутри слоя можно определить как:

$$G(\lambda, x) = -\frac{\partial \Phi(x)}{\partial x} = \alpha(\lambda) \cdot \Phi_0(\lambda) \exp[-\alpha(\lambda) \cdot x], \quad (17)$$

В случае учета отражения от границы слоя это выражение уточняется:

$$G(\lambda, x) = \frac{\alpha(\lambda) \cdot \Phi_0(\lambda)}{1 - P} \left\{ \exp[-\alpha(\lambda) \cdot x] + P \exp[\alpha(\lambda) \cdot x] \right\}, \quad (18)$$

В соответствии с моделью Шокли-Рида-Холла [12] скорости рекомбинации электронов  $R_n$  и  $R_p$  можно считать равными:

$$R_n(n, p) = R_p(n, p) = C \cdot \nu \sigma_{\text{neut}} (n \cdot p - n_i^2) \times \left\{ \int_{E_v}^{E_c} \frac{g_D(E)}{n \cdot C + p + C \cdot N_C \exp\left[\frac{(E - E_C)}{kT}\right] + N_V \exp\left[\frac{(E_V - E)}{kT}\right]} + \frac{g_A(E)}{n + p \cdot C + C \cdot N_V \exp\left[\frac{(E_V - E)}{kT}\right] + N_C \exp\left[\frac{(E - E_C)}{kT}\right]} \right\} dE, \quad (19)$$

где  $n_i$  - собственная концентрация носителей заряда,  $\nu$  - тепловая скорость движения носителей заряда.

Отметим, что для решения системы уравнений (1) – (5) необходимо также знать плотность электрического заряда  $\rho$ . Для  $\alpha$ -Si:H эта величина определяется выражением:

$$\rho = e(p - n + p_{\text{trap}} - n_{\text{trap}} + N_D^+ - N_A^-), \quad (20)$$

где  $N_D^+$  и  $N_A^-$  - концентрации ионизированных примесных донорных и акцепторных атомов.

Особенность моделирования границы «аморфный – кристаллический» кремний заключается в необходимости учета поверхностной рекомбинации. Плотности электронного и дырочного токов на границе устанавливаются соотношениями:

$$\vec{j}_n \cdot \vec{r}_0 = -e \cdot S_n^{\text{surf}} (n^{\text{surf}} - n_0), \quad (21)$$

$$\vec{j}_p \cdot \vec{r}_0 = e \cdot S_p^{\text{surf}} (p^{\text{surf}} - p_0), \quad (22)$$

здесь  $\vec{r}_0$  - единичный вектор нормали к поверхности,  $S_n^{\text{surf}}$  и  $S_p^{\text{surf}}$  - скорости рекомбинации электронов и дырок на рассматриваемой границе,  $n^{\text{surf}}$  и  $p^{\text{surf}}$  - концентрации электронов и дырок после пересечения границы.

Вначале определим существенные отличия аморфного кремния от микрокристаллического. Аморфный кремний характеризуется отсутствием пространственного упорядочивания атомов. В микрокристаллическом кремнии кристаллиты Si внедрены в аморфную кремниевую матрицу. Ключевое отличие  $\mu$ -Si:H от  $\alpha$ -Si:H заключается в наличии большого числа гетерограниц, т.е. микрокристаллический кремний можно рассматривать как материал, обладающий пространственно неоднородными свойствами аморфного кремния и монокристаллического кремния. Наличие гетерограниц с дефектами приводит к появлению внутренних электрических полей, влияющих на электрический транспорт носителей заряда в микрокристаллическом кремнии, но не сказывающихся на об-

щей контактной разности потенциалов  $p$ - $n$ -перехода. Таким образом, микрокристаллический слой можно заменить комбинацией чередующихся аморфных прослоек и микромонокристаллов кремния. Эксперименты [13] продемонстрировали, что процесс фотогенерации носителей заряда в основном происходит в микрокристаллитах кремния. Поэтому  $E_g$  ( $\mu$ -Si:H) принимается равной  $E_g$  ( $c$ -Si)=1.12 эВ. Отметим, что для оксидированного  $\mu$ -Si:O  $E_g=1.45$  эВ. В остальном механизм фотогенерации аналогичен описанному. Образующиеся носители заряда движутся в периодической структуре «микрокристаллы – аморфные слои», что макроскопически приводит к изменению значений подвижностей  $\mu_n$  и  $\mu_p$ , коэффициентов диффузии  $D_n$  и  $D_p$ , а также сечений захвата носителей заряда  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$ . Эти параметры для каждого конкретного микрокристаллического кремния определяют экспериментальным путем.

Процесс рекомбинации в  $\mu$ -Si:H и  $\mu$ -Si:O преимущественно происходит в аморфных прослойках, где имеется высокая плотность состояний  $g(E)$ . Поэтому для микрокристаллического кремния справедлива модель рекомбинации и захвата носителей заряда аморфного кремния.

Решение уравнений (1) – (5), дополненных соотношениями (6) – (21) проводилось в среде MatLab 7 с помощью разработанной компьютерной программы. Для численного моделирования использовался метод конечных разностей и итерационная схема Ньютона-Рафсона.

#### 4. Типы моделируемых фотопреобразователей

Моделировались три типа ФЭП. Тип I –  $n$ - $i$ - $p$  структура на основе  $\mu$ -Si:H. Тип II – гетероструктура  $\alpha$ -Si:H( $n$ )/ $\mu$ -Si:H( $i$ )/ $\alpha$ -Si:H( $p$ ). Тип III – предлагаемая нами трехкаскадная структура на основе  $\alpha$ -Si:H( $n$ - $i$ - $p$ )/ $\mu$ -Si:O( $n$ - $i$ - $p$ )/ $\mu$ -Si:H( $n$ - $i$ - $p$ ), обладающая как это будет показано ниже большей эффективностью преобразования солнечной энергии. Конструкции исследуемых структур представлены на рис. 2. Схематически, в конструкциях структур подложки не изображены, так как предполагалось, что каждая из указанных структур располагается на прозрачной диэлектрической подложке (например, стекле), выполняющей роль несущей конструкции. Между активной фотоструктурой и подложкой имеется гальваническая развязка из прозрачного проводящего оксида. Дополнительные слои со стороны фронтального и тыльного контактов отсутствовали. Общая толщина структур I и II типов не превышала 2.5 мкм, III – 6 мкм.

Для моделирования всех параметров и характеристик ФЭП при освещении использовался нормализованный спектр AM 1.5 с плотностью энергии 100 мВт/см<sup>2</sup>. При получении спектров внешнего квантового выхода (EQE) структуры III - типа внешнее напряжение прямого смещения составляло 0.7 В для верхнего перехода  $\alpha$ -Si:H и по 1 В для среднего  $\mu$ -Si:O и нижнего  $\mu$ -Si:H переходов. Концентрация доноров и акцепторов в легированных слоях  $\alpha$ -Si:H и  $\mu$ -Si:H не превышала  $3 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, что обусловлено технологическими трудностями получения более высокого уровня легирования. Туннелирование носителей заряда через границу  $p$ - $n$

областей предполагалось несущественным. Последовательное и параллельное сопротивления структуры не учитывались. Температура солнечных элементов не менялась и составляла 300 К. Для контактов использовалась модель идеальных омических контактов. Работы выхода электронов принимались равными 4.05 эВ (для  $\mu\text{-Si:H}$ ) и 3.8 эВ (для  $\alpha\text{-Si:H}$ ).

Скорость поверхностной рекомбинации электронов и дырок  $S_n$  и  $S_p$  на границе контактов равнялась  $10^7$  см/с. При моделировании вольтамперной характеристики структуры III-типа плотность тока короткого замыкания определялась путем конволюции полученной зависимости внешнего квантового выхода и спектра АМ 1.5. Затем, по методике [14], определялось напряжение холостого хода и производился расчет остальных параметров структуры (фактора заполнения, КПД). Расчет параметров и характеристик солнечных элементов I – III типов осуществлялся численно.

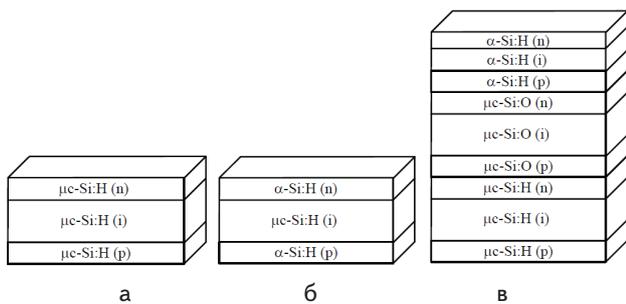


Рис. 2. Конструкции исследуемых ФЭП: а)  $\mu\text{-Si:H}(n)/\mu\text{-Si:H}(i)/\mu\text{-Si:H}(p)$ ; б)  $\alpha\text{-Si:H}(n)/\mu\text{-Si:H}(i)/\alpha\text{-Si:H}(p)$ ; в)  $\alpha\text{-Si:H}(n-i-p)/\mu\text{-Si:H}(n-i-p)/\mu\text{-Si:H}(n-i-p)$

### 5. Результаты и их обсуждение

На рис. 3 представлены рассчитанные вольтамперные характеристики образцов I и II-типов. Кривая 1 соответствует  $\mu\text{-Si:H}$  ( $n-i-p$ ) солнечному элементу. В  $n-i-p$  структуре I-типа величина напряжения холостого хода  $U_{\text{ох}}$  достигает 0.571 В и обусловлена значением ширины запрещенной зоны. Фактор заполнения  $ff$  составил 75.5%. Такой тип структуры имеет весьма низкий КПД и в нашем случае составляет  $\eta=7.57\%$ . Введение в конструкцию солнечного элемента на основе  $\mu\text{-Si:H}$  слоев аморфного кремния позволяет добиться значительного увеличения напряжения холостого хода (кривая 2) за счет увеличения разницы квазиуровней Ферми материалов  $\alpha\text{-Si:H}$  ( $E_g=1.72$  эВ) и  $\mu\text{-Si:H}$  ( $E_g=1.12$  эВ).

В ФЭП II-типа плотность тока короткого замыкания несущественно снижается до  $17.05$  мА/см<sup>2</sup> и в данном случае лимитируется высокой плотностью межзонных распределенных ловушек носителей заряда в  $\alpha\text{-Si:H}$  ( $1 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>/эВ). Фактор заполнения  $ff$  в структуре II-типа оказался выше и достиг 84%. Эффективность фотоэлектрического преобразования увеличилась на 5.13 % и достигла 12.7%. Результаты моделирования указывают на то, что для повышения эффективности фотоэлектрических преобразователей на основе аморфного и микрокристаллического

кремния необходимо технологически получать слой аморфного кремния высокого качества с плотностью состояний не выше  $10^{14}\text{-}10^{16}$  см<sup>-3</sup>/эВ.

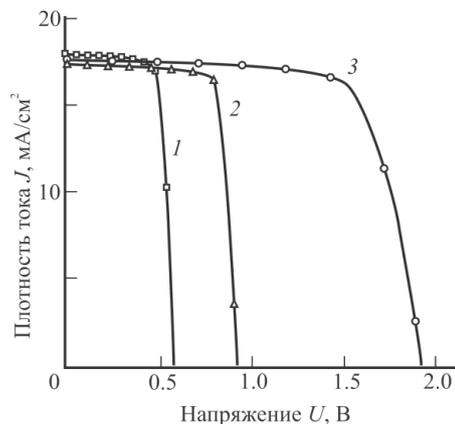


Рис. 3. Зависимости плотности электрического тока от напряжения (вольтамперные характеристики) моделируемых ФЭП I-III типов

Развивая идею гетероструктурных кремниевых ФЭП и используя результаты работы [3], в которой показана возможность получения оксидированного кремния  $\mu\text{-Si:O}$  с шириной запрещенной зоны  $E_g \approx 1.45$  эВ, нами предлагается конструкция тонкопленочного трехкаскадного ФЭП  $\alpha\text{-Si:H}(n-i-p)/\mu\text{-Si:O}(n-i-p)/\mu\text{-Si:H}(n-i-p)$ . Моделирование вольтамперной характеристики структуры III-типа (см. рис. 4 – кривая 3) показало, что использование трех каскадов на основе аморфного и микрокристаллического кремния способствует достижению высокого напряжения холостого хода 1.957 В. Фактор заполнения характеристики остается высоким – 78%. Следует отметить, что плотность тока короткого замыкания в трехкаскадной структуре сопоставима с таковой в структуре II-типа и составляет не менее  $17$  мА/см<sup>2</sup>. Максимальный КПД может достигать 16.3%.

Результаты моделирования спектральной зависимости внешнего квантового выхода каждого каскада структуры и ее интегральное значение для всего ФЭП представлены на рис. 4.

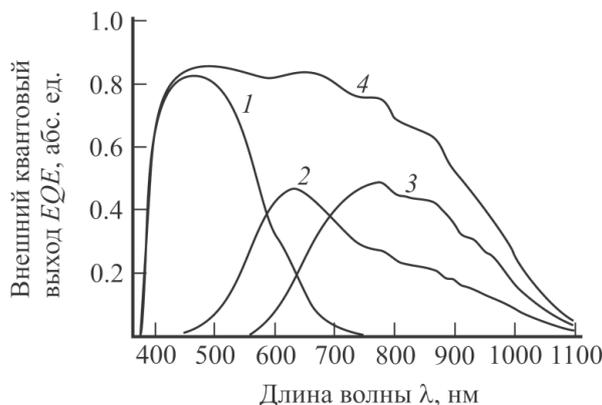


Рис. 4. Зависимости внешнего квантового выхода от длины волны ФЭП, выполненного по  $\alpha\text{-Si:H}(n-i-p)/\mu\text{-Si:O}(n-i-p)/\mu\text{-Si:H}(n-i-p)$  архитектуре

В коротковолновой области 400-550 нм  $\alpha$ -Si:H каскад (кривая 1) характеризуется высоким внешним квантовым выходом 80%. Средний каскад  $\mu$ -Si:O( $n-i-p$ ) структуры III-типа обладает максимальным квантовым выходом 45% (кривая 2) в красной части спектра (600-700) нм. Нижний каскад  $\mu$ -Si:H( $n-i-p$ ) показывает максимальную чувствительность 42% (кривая 3) в ближней ИК части спектра (700-900) нм. Кривая 4 соответствует интегральному внешнему квантовому выходу ФЭП III-типа. Резкий край зависимости на 400 нм обусловлен малой толщиной фронтального слоя  $\alpha$ -Si:H( $n$ ). В видимой части спектра наблюдается высокий внешний квантовый выход (более 80%). В связи с наличием градиента ширины запрещенной зоны  $E_g$  (1.72-1.45-1.12 эВ) в диапазоне 700-1100 нм зависимость характеризуется плавным уменьшением внешнего квантового выхода до нуля.

## 6. Выводы

Предложена конструкция и теоретически исследованы функциональные характеристики кремниевых тонкопленочных трехпереходных ФЭП  $\alpha$ -Si:

H( $n-i-p$ )/ $\mu$ -Si:O( $n-i-p$ )/ $\mu$ -Si:H( $n-i-p$ ) с использованием разработанной программы. Рассмотрена физическая модель электрических и оптических свойств аморфных и микрокристаллических слоев различного типа проводимости и уровня легирования. Проведенный анализ спектральных зависимостей внешнего квантового выхода трехпереходной структуры показывает, что сочетание  $\alpha$ -Si:H и  $\mu$ -Si:H  $n-i-p$  переходов позволяет эффективно использовать различные части солнечного излучения и существенно расширить спектральную чувствительность кремниевых гетероструктурного ФЭП в коротковолновом и ближнем ИК диапазоне. Продемонстрирована возможность достижения КПД кремниевых тонкопленочных трехпереходных ФЭП на уровне 16%. Полученные результаты, являются заделом для дальнейших научных и технологических исследований по разработке высоковольтных кремниевых тонкопленочных ФЭП.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы» (ГК № 14.516.11.0012).

## Литература

1. Green, M. A. Solar cell efficiency tables (version 41) [Текст] / M.A. Green, K. Emery, Y. Hishikawa, W. Warta, E.D. Dunlop // Prog. Photovolt: Res. Appl. - 2013. - Т. 21. - С.1-11.
2. Cousins, P. J. Gen III: improved performance at lower cost [Текст] / P.J. Cousins, D.D. Smith, H.C. Luan. // 35th IEEE PVSC, Honolulu, HI. - 2010. - С.112-115.
3. Benagli, S. High-efficiency amorphous silicon devices on LPCVD-ZNO TCO prepared in industrial KAI-M R&D Reactor [Текст] / S. Benagli, D. Borrello, E. Vallat-Sauvain // 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference. Hamburg. - 2009. - С. 234-239.
4. Чеботарев, С. Н. Моделирование зависимостей функциональных характеристик кремниевых солнечных элементов, полученных методом ионно-лучевого осаждения от толщины и уровня легирования фронтального слоя [Текст] / С.Н. Чеботарев, А.С. Пашенко, М.Л. Лунина // Вестник Южного научного центра РАН. - 2012. - Т. 7. - № 4. - С.25-30.
5. Лунин, Л.С. Ионно-лучевое осаждение фотоактивных нанослоев кремниевых солнечных элементов [Текст] / Л.С. Лунин, С.Н. Чеботарев, А.С. Пашенко, Л.Н. Болбанова // Неорганические материалы. - 2012. - Т. 48. - № 5. - С.517-522.
6. Лунин, Л.С. Моделирование и исследование характеристик фотоэлектрических преобразователей на основе GaAs и GaSb [Текст] / Л.С. Лунин, А.С. Пашенко // Журнал технической физики. - 2011. - Т. 81. - вып. 9. - С. 71-76.
7. Fonash, S. A manual for AMPS-1D for Windows 95/NT a one-dimensional device simulation program for the analysis of micro-electronic and photonic structures [Текст] / S. Fonash, J. Arch, J. Ciuffi. - Pennsylvania: Pennsylvania State University Press, 1997. - 126 с.
8. Palankovski, V. Analysis and simulation of heterostructure devices [Текст] / V. Palankovski, R.Quay - Wien: Springer-Verlag, 2004. - 289 с.
9. Fonash S. Solar cell device physics [Текст] / S. Fonash. - New York: Academic Press, 2010. - 353 с.
10. Carlson, D.E. Semiconductors and Semimetals [Текст] / Carlson, D.E. - Amsterdam: Academic Press, 1984. - 385 с.
11. Jensen, N. Optimization and characterization of amorphous/crystalline silicon heterojunction solar cells [Текст] / N. Jensen, R.M. Hausner, R.B. Bergmann // Prog. Photovolt: Res. Appl. - 2002. - Т. 10 - С. 1-13.
12. Shockley, W. Statistics of the recombination of holes and electrons [Текст] / W. Shockley, W.T. Read. // Phys. Rev. - 1952. - Т. 87. - с. 835.
13. Schropp, R.E.I. Amorphous and microcrystalline silicon solar cells - modeling, materials and device technology [Текст] / R.E.I. Schropp and M. Zeman. - Kluwer. Boston/Dordrecht/London, 1998. - 253 с.
14. Колтун, М.М. Оптика и метрология солнечных элементов [Текст] / М.М. Колтун - М.: «Наука». - 1985. - 281 с.