

07

## Особенности токопрохождения в гетеропереходных солнечных элементах на основе $\alpha$ -Si:H/Si

© А.В. Саченко<sup>1</sup>, В.П. Костылев<sup>1</sup>, И.О. Соколовский<sup>1</sup>,  
А.В. Бобыль<sup>2</sup>, В.Н. Вербицкий<sup>2</sup>, Е.И. Теруков<sup>2,3</sup>,  
М.З. Шварц<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины,  
Киев, Украина

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,  
Россия

<sup>3</sup> НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике, Санкт-Петербург, Россия  
E-mail: sach@isp.kiev.ua

Поступило в Редакцию 8 сентября 2016 г.

Рассмотрена специфика формирования темновых ВАХ  $I(V)$  гетеропереходных солнечных элементов на основе  $\alpha$ -Si:H/Si с учетом соотношения между уровнем легирования кремния  $N_d$  и величиной избыточной концентрации электронно-дырочных пар  $\Delta n$ . Показано, что при  $\Delta n \geq N_d$  ВАХ принципиально отличается от ВАХ классического диода Шокли из-за влияния тыльной поверхности (вследствие дополнительного падения приложенного напряжения). Результаты анализа применены для описания экспериментальных ВАХ, наблюдаемых в работах по исследованию гетеропереходных солнечных элементов на основе  $\alpha$ -Si:H/Si. Из сравнения экспериментальных и расчетных зависимостей  $I(V)$  получены численные значения факторов идеальности их темновых ВАХ.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.03.44224.16473

Темновая ВАХ гетеропереходных солнечных элементов (СЭ) на основе  $\alpha$ -Si:H/Si обычно состоит из двух участков, один из которых реализуется при достаточно малых приложенных прямых напряжениях ( $V \leq 0.5$  V), а второй — при смещениях  $\geq 0.5$  V [1,2]. В работах [1,2] считалось, что в области малых смещений протекающий ток определяется туннельным механизмом, а в области больших смещений — диффузионным механизмом [3]. Характерными особенностями диффузи-

онного механизма, по мнению авторов [1,2], являются близость фактора идеальности ВАХ  $n$  к 1, а энергии активации  $E_a$  — к ширине запрещенной зоны полупроводника, в котором формируется темновой ток.

Кремний является единственным полупроводниковым материалом, широко используемым для фотопреобразования, в котором уже в условиях AM1.5 может реализоваться нелинейный уровень инжекции, когда избыточная концентрация электронно-дырочных пар в базе СЭ  $\Delta n$  существенно превышает равновесную концентрацию основных носителей заряда  $N_d$ . Это связано с реализацией в нем больших значений объемных времен жизни  $\tau_b \geq 1$  ns. В указанном случае заметный, а иногда и существенный вклад в ВАХ может вносить тыльная поверхность СЭ, в частности, при реализации на ней изотипного перехода. Это приводит к увеличению значений напряжения разомкнутой цепи  $V_{oc}$ , фактора заполнения  $FF$  и эффективности фотопреобразования  $\eta$  по сравнению со случаем, когда  $\Delta n \ll N_d$ . Подход к моделированию характеристик высокоэффективных кремниевых СЭ, в том числе и гетеропереходных СЭ на основе  $\alpha$ -Si:H/Si, с учетом реализации критерия  $\Delta n > N_d$  развивался в работах [4–6]. В этих же работах было показано, что между теорией и экспериментом существует хорошее согласие. В случае, когда  $\Delta n > N_d$ , в условиях диффузионного механизма токопрохождения необязательны реализация значений  $n \approx 1$  и  $E_a \approx E_g$ . Так, в предельном случае, когда  $\Delta n \gg N_d$ , величина  $n \cong 2$ , а значение  $E_a \cong E_g/2$ , поскольку протекающий ток  $I \sim n_i(T)$ , где  $n_i(T)$  — концентрация собственных носителей заряда в кремнии.

В настоящей работе получено и проанализировано выражение для ВАХ гетеропереходных СЭ с учетом тыльной поверхности. С единых позиций произведен анализ экспериментальных результатов исследования ВАХ гетеропереходных СЭ на основе  $\alpha$ -Si:H/Si, приведенных в работах [1,2,6]. Предложено альтернативное объяснение участка ВАХ, наблюдаемого в области малых приложенных напряжений в работах [1,2]. Предположено, что он определяется рекомбинационным механизмом токопрохождения в условиях очень малых времен жизни, реализуемых в области пространственного заряда (ОПЗ) кремния. Показано, что это позволяет объяснить результаты, полученные в работах [1,2]. Темновые ВАХ, измеренные в работе [6] и более тщательно в настоящей работе, в области малых  $V$  лучше объясняются рекомбинационным механизмом токопрохождения, когда протекающий

ток равен  $I_0 \exp(qV/n_T kT)$ , где  $n_T = 2.4$ . При расчете ВАХ считались выполненными критерии, приведенные в работе [6], при реализации которых расчет величины  $\eta$  для гетеропереходных СЭ сводится к расчету величины  $\eta$  для СЭ с  $p$ - $n$ -переходами.

Измерения темновых ВАХ в области малых (до 2 мА) прямых и обратных токов проводились с использованием пикоамперметра со встроенным источником прецизионного напряжения Keithley 6487. Для регистрации ВАХ СЭ при токах до 200 мА была задействована система электронной развертки от импульсного имитатора солнечного излучения. При измерениях исследуемый образец помещался в помехозащищенную камеру с интегрированным RC-фильтром и коммутировался к измерительным устройствам триаксиальным кабелем.

Получим выражение для ВАХ гетеропереходных СЭ на основе  $\alpha$ -Si:H/Si, справедливое при произвольном соотношении между  $\Delta n$  и  $N_d$ . Для этого нужно записать и решить два уравнения интегральной нейтральности, реализующиеся в плоскостях  $x = 0$  и  $x = d$ . Здесь  $x$  — текущая координата, перпендикулярная границам раздела  $\alpha$ -Si:H/Si,  $d$  — толщина кремниевой пластины. В случае, когда на фронтальной поверхности кремния (плоскость  $x = 0$ ) реализуется инверсия проводимости, а на тыльной поверхности (плоскость  $x = d$ ) — достаточно сильное обогащение электронами, уравнения интегральной нейтральности имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} P &\cong 2L_D \sqrt{(p_0 + \Delta n(V))n_0} \exp\left(-\frac{y_0 + \Delta y_0}{2}\right) \\ &= P_0 \cong 2L_D \sqrt{p_0 N_d} \exp\left(-\frac{y_0}{2}\right), \end{aligned} \quad (1)$$

$$N \cong 2L_D (N_d + \Delta n(V)) \exp\left(\frac{y_d + \Delta y_d}{2}\right) = N_0 \cong 2L_D N_d \exp\left(\frac{y_d}{2}\right). \quad (2)$$

Здесь  $P$  и  $N$  — соответственно значения неравновесных избытков Гиббса (при освещении), а  $P_0$  и  $N_0$  — значения равновесных избытков Гиббса для дырок и электронов,  $y_0$  и  $y_d$  — значения равновесных безразмерных (нормированных на  $kT/q$ ) электростатических потенциалов,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $q$  — элементарный заряд,  $\Delta y_0$  и  $\Delta y_d$  — изменения соответствующих потенциалов при приложенном напряжении  $V$ ,  $L_D$  — дебаевская длина экранирования,

$p_0$  — равновесная концентрация дырок в объеме кремния,  $\Delta n(V)$  — избыточная концентрация электронно-дырочных пар в кремнии.

Уравнения (1) и (2) справедливы, когда квазиуровни Ферми для дырок и электронов постоянны в приконтактных ОПЗ. В гетеропереходных СЭ на основе  $\alpha$ -Si:H/Si условия их постоянства выполняются.

Из уравнений (1) и (2) можно найти изменения безразмерного потенциала на фронтальной и тыльной поверхностях  $\Delta y_0$  и  $\Delta y_d$ :

$$\Delta y_0 = \ln \left( \frac{p_0 + \Delta n(V)}{p_0} \right), \quad \Delta y_d = - \ln \left( \frac{N_d + \Delta n(V)}{N_d} \right).$$

Одна часть приложенного напряжения  $V$  падает на фронтальной ОПЗ, вторая часть — на тыльной, а третья часть — на последовательном сопротивлении  $R_s$ . Переводя безразмерные величины изменения напряжения  $\Delta y_0$  и  $\Delta y_d$  в размерные, вычитая их и учитывая, что  $p_0 = n_i(T)^2/N_d$ , а  $\Delta n \gg p_0$ , получаем следующее выражение для ВАХ:

$$V = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_d \Delta n}{n_i(T)^2} \right) + \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_d + \Delta n}{N_d} \right) + IR_s, \quad (3)$$

где

$$I = qA_{SC} \left( \frac{d}{\tau_b} + S \right) \Delta n(V), \quad (4)$$

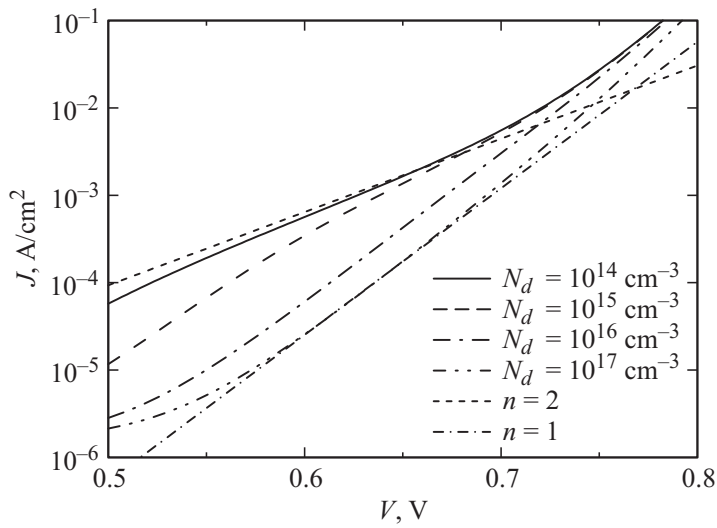
$$\tau_b = \left( \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{Auger}} \right)^{-1}, \quad (5)$$

$A_{SC}$  — площадь СЭ,  $\tau_{SRH}$  — время жизни Шокли–Рида–Холла в объеме кремния,  $\tau_r = \left( A(N_d + \Delta n(V)) \right)^{-1}$  — время жизни излучательной рекомбинации в кремнии,  $A = 6.3 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3/\text{s}$  — параметр излучательной рекомбинации в кремнии [7],  $\tau_{Auger}$  — время жизни межзонной рекомбинации Оже в кремнии [8],  $S$  — суммарная скорость поверхностной рекомбинации на границах  $x = 0$  и  $x = d$ .

Отметим, что при записи (4) предполагалось, что длина диффузии неосновных носителей заряда  $L_d$  существенно превышает толщину пластины кремния  $d$ .

Решение квадратного уравнения (3) имеет вид

$$\Delta n(V) = \left( -\frac{N_d}{2} + \left( \left( \frac{N_d}{2} \right)^2 + n_i(T)^2 \exp \left( \frac{q(V - IR_s)}{kT} \right) \right)^{1/2} \right). \quad (6)$$



**Рис. 1.** Расчетные темновые ВАХ для гетеропереходных СЭ на основе  $\alpha$ -Si:H/Si.

В случае, когда  $\Delta n \ll N_d$ , соотношение (6) переходит в стандартное выражение

$$\Delta n = \frac{n_i(T)^2}{N_d} \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right).$$

При этом темновая ВАХ описывается классическим выражением для диода Шокли

$$I(V) = qA_{SC} \frac{n_i(T)^2}{N_d} \left(\frac{d}{\tau_b} + S\right) \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right).$$

При условии  $\Delta n \gg n_0$  имеем из (6)

$$\Delta n = n_i(T) \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{2kT}\right).$$

Как следует из (4), темновая ВАХ такого СЭ имеет следующий вид:

$$I(V) = qA_{SC} n_i \left(\frac{d}{\tau_b} + S\right) \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{2kT}\right). \quad (7)$$

Параметры гетеропереходных СЭ на основе  $\alpha$ -Si:H/Si

Образец	$N_d, \text{cm}^{-3}$	$d, \mu\text{m}$	$\tau_{\text{SRH}}, \text{ms}$	$S, \text{cm/s}$	$R_{\text{SASC}}, \Omega \cdot \text{cm}^2$	$R_{\text{sh}}, \Omega$	$\tau_R, \mu\text{s}$
[1]	$5 \cdot 10^{15}$	98	3	16	0.4	$3 \cdot 10^5$	2
[2]	$4 \cdot 10^{15}$	300	3	$3.3 \cdot 10^2$	1	$10^8$	3.5
[6]	$10^{15}$	150	1	23	0.16	$5 \cdot 10^4$	1.5

По виду уравнение (7) похоже на уравнение, описывающее 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 реализация в данном случае значения  $n = 2$  объясняется нелинейностью уровня возбуждения. Кроме того, как уже говорилось ранее,  $I(V) \sim n_i(T) \sim \exp(-E_g/2)$ , т.е. энергия активации  $E_d$  равна  $E_g/2$ .

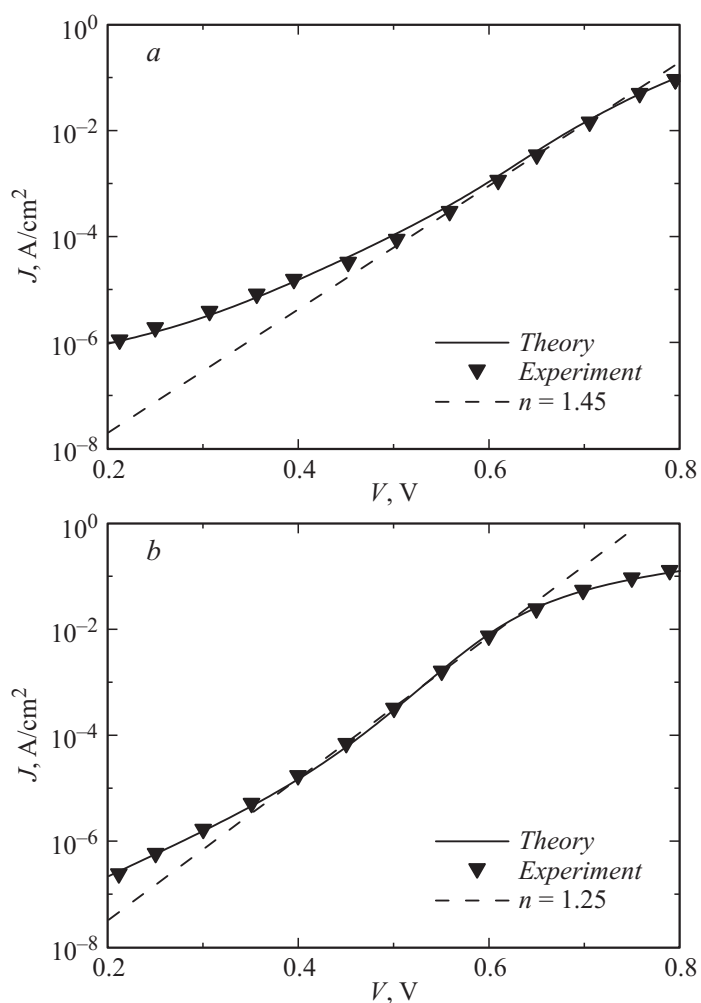
Для так называемой одноэкспоненциальной ВАХ обычно используют выражение

$$I(V) = I_0 \left( \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nkT}\right) - 1 \right), \quad (8)$$

где  $n$  — фактор идеальности ВАХ, который может принимать различные значения. ВАХ, описываемая выражениями (3)–(5), в зависимости от соотношения между  $N_d$  и  $\Delta n$  может характеризоваться любыми значениями  $n$ , лежащими между 1 и 2.

На рис. 1 приведены расчетные зависимости плотности темнового тока от приложенного напряжения  $J(V)$ , построенные при использовании соотношений (3)–(5) для следующих параметров:  $d = 100 \mu\text{m}$ ,  $\tau_{\text{SRH}} = 3 \text{ms}$ ,  $A_{\text{SC}} = 1 \text{cm}^2$ ,  $T = 298 \text{K}$ ,  $R_s = 0$ . Как видно из рисунка, при  $N_d = 10^{14} \text{cm}^{-3}$  на зависимостях имеется участок, для которого величина  $n = 2$ . По мере роста  $N_d$  величина  $n$  уменьшается, причем при выполнении условий  $N_d \gg \Delta n$ ,  $(d/\tau_{\text{SRH}} + S) \gg d/\tau_{\text{Auger}}$  значение  $n = 1$ .

При моделировании экспериментальных ВАХ, приведенных в работах [1,2,6] для условий АМ1.5, помимо описанного выше механизма токопрохождения учитывались рекомбинационный механизм токопрохождения с участием рекомбинационного уровня, находящегося в середине запрещенной зоны кремния, а также влияние шунтирующего



**Рис. 2.** Экспериментальные темновые ВАХ для гетеропереходных СЭ на основе  $\alpha\text{-Si:H/Si}$ , приведенные в работах [1,2,6] (точки:  $a$  — [1],  $b$  — [2],  $c$  — [6]), и теоретические зависимости (линии), рассчитанные по формулам (3)–(6) (сплошные) и по формуле (8) (пунктир).

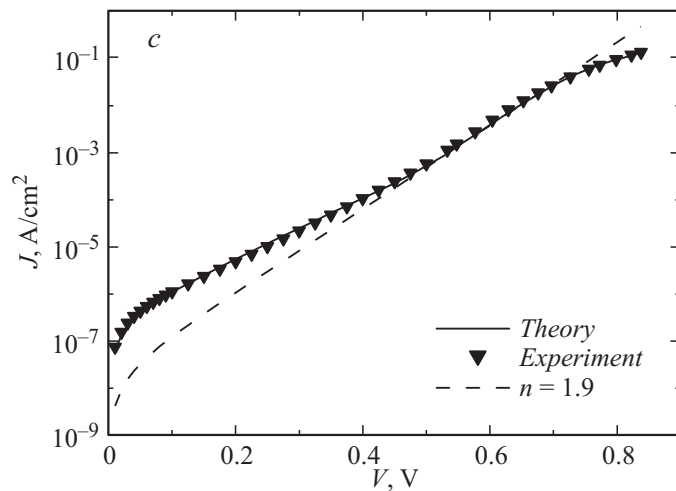


Рис. 2 (продолжение).

сопротивления  $R_{sh}$ . Расчетная ВАХ записывалась в виде

$$I = qA_{SC} \left( \frac{d}{\tau_b} + S + V_{SC}(V) \right) \Delta n(V) + \frac{V - IR_s}{R_{sh}},$$

где

$$V_{SC}(V) = \frac{1}{\tau_R} \times \int_0^w \frac{(N_d + \Delta n(V))}{\left( (N_d + \Delta n(V)) \exp \left[ -y_{pn} \left( 1 - \frac{x}{w} \right)^2 \right] + b \Delta n(V) \exp \left[ y_{pn} \left( 1 - \frac{x}{w} \right)^2 \right] \right)} dx \quad (9)$$

— скорость рекомбинации в ОПЗ,  $\tau_R$  — время жизни Шокли-Рида-Холла в ОПЗ,  $w$  — толщина ОПЗ,  $y_{pn} = 2 \ln(N_d/n_i(T)) - qV/kT$ ,  $b = \sigma_p/\sigma_n$  — отношение сечений захвата дырок и электронов рекомбинационным уровнем.

В таблице представлены параметры гетеропереходных СЭ, использованные для сопоставления экспериментальных ВАХ с расчетными



значениями:  $N_d$  — равновесная концентрация электронов в монокристаллическом кремнии;  $d$  — толщина кремниевой подложки;  $\tau_{SRH}$  — время жизни Шокли–Рида–Холла в монокристаллическом кремнии;  $S$  — скорость поверхностной рекомбинации;  $R_s A_{SC}$  — произведение величины последовательного сопротивления  $R_s$  на площадь СЭ  $A_{SC}$ ;  $R_{sh}$  — величина шунтирующего сопротивления;  $\tau_R$  — время жизни Шокли–Рида–Холла в ОПЗ.

На рис. 2 приведены результаты сопоставления расчетных ВАХ с экспериментальными. Как видно из рисунка, при использовании параметров, приведенных в таблице, согласие между расчетными и экспериментальными зависимостями  $J(V)$  при  $V \geq 0.2$  В достаточно хорошее.

Веским доказательством того, что при малых приложенных смещениях реализуется рекомбинационный механизм, является то, что с его учетом можно описать не только зависимости  $I(V)$  в условиях AM1.5, но и при температурах, отличающихся от 298 К.

Использование одноэкспоненциальной ВАХ вида (8) позволяет описать экспериментальные ВАХ работ [1,2,6] в области смещений, соответствующих условию максимальной отбираемой мощности, при следующих значениях  $n$ : 1.45 для [1], 1.25 — для [2], 1.9 — при использовании данных настоящей работы.

Таким образом, в настоящей работе показано, что в области прямых смещений  $\geq 0.5$  В поведение ВАХ гетеропереходных СЭ на основе  $\alpha$ -Si:H/Si определяется диффузионным током, однако величина  $n$  существенно зависит от уровня легирования кремния (из-за дополнительного падения приложенного напряжения на тыльной поверхности). Так, в случае, когда  $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , величина  $n$  близка к 2, что связано с существенным вкладом в ВАХ тыльной поверхности СЭ. Показано, что при малых смещениях наблюдаемые ВАХ можно описать рекомбинационным механизмом, если предположить, что в ОПЗ реализуются малые значения времен жизни  $\tau_R$ , соответствующие концентрациям глубоких уровней примерно на три порядка больше, чем в нейтральном объеме.

## Список литературы

- [1] Taguchi M. et al. // Jap. J. Appl. Phys. 2008. V. 47. N 2. P. 814.
- [2] Schulze T.F. et al. // J. Appl. Phys. 2014. V. 107. P. 023711.
- [3] Shockley W. // Bell System Techn. J. 1949. V. 28. P. 435.

- [4] *Sachenko A.V.* et al. // *Semiconductors*. 2015. V. 49. P. 271.
- [5] *Sachenko A.V.* et al. // *Semiconductors*. 2016. V. 50. P. 259.
- [6] *Sachenko A.V., Kryuchenko Yu.V.* et al. // *J. Appl. Phys.* 2016. V. 119. P. 225702.
- [7] *Sachenko A.V.* et al. // *Semiconductors*. 2006. V. 40. P. 213.
- [8] *Richter A.* et al. // *Phys. Rev. B*. 2012. V. 86. P. 165202.