

## 07 Исследование влияния радиации на рекомбинационные потери в гетеропереходных солнечных элементах на основе монокристаллического кремния

© И.Е. Панайотти<sup>1</sup>, Е.И. Теруков<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: panaiotti@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 28 ноября 2018 г.

В окончательной редакции 28 ноября 2018 г.

Принято к публикации 5 декабря 2018 г.

Разработан метод численной оценки роста рекомбинационных потерь в кремниевых гетеропереходных солнечных элементах вследствие радиационного воздействия. Расчеты основаны на анализе экспериментальных значений токов короткого замыкания. Предложенная модель позволяет оценивать степень деградации полупроводниковых структур путем вычисления уменьшения объемного времени жизни и диффузионной длины носителей заряда. Полученные результаты имеют практическую ценность для изучения возможности эксплуатации данного типа солнечных элементов в космических условиях.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.05.47388.17612

Проблема деградации параметров солнечных элементов (СЭ) в результате внешних воздействий находится в фокусе интересов многочисленных научных лабораторий по всему миру. Лучшие образцы гетеропереходных тонкопленочных солнечных элементов — НПТ-элементов (НПТ — heterojunction with intrinsic thin-layer solar cells), изготовленных на основе монокристаллического кремния, в настоящее время имеют КПД более 25% [1,2]. Солнечные батареи на базе НПТ-элементов хорошо зарекомендовали себя в качестве альтернативных источников энергии в различных климатических условиях на земной поверхности. С целью изучения возможности эксплуатации НПТ-элементов в условиях ближнего космоса в [3] было проведено исследование влияния радиации на их параметры. Облучение полупроводниковых СЭ частицами высоких энергий сопровождается образованием дополнительных дефектов в кристаллической решетке, которые являются эффективными рекомбинационными центрами. В результате время жизни носителей заряда в подложке уменьшается. При высокой дозе облучения значительный рост рекомбинационных потерь может стать причиной критического ухудшения рабочих характеристик фотоэлектрических преобразователей.

Типичная структура НПТ-элемента (рис. 1) имеет кристаллическую кремниевую подложку (*c*-Si) *n*-типа, выращенную методом Чохральского (Cz), с концентрацией доноров  $N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и объемным временем жизни носителей заряда  $\tau_0 \approx 1.5 \text{ ms}$ . Теория, развитая в [4], применима для описания процессов фотоэлектрического преобразования только в случае выполнения условия  $L_{diff} \gg d$ , где  $L_{diff}$  — диффузионная длина дырок,

а  $d = 90\text{--}170 \mu\text{m}$  — толщина подложки. Поскольку в результате радиационного воздействия время жизни носителей заряда  $\tau$  может оказаться значительно меньше  $\tau_0$ , необходимо использовать модель, справедливую для любого соотношения между  $L_{diff}$  и  $d$ .

Анализ процессов проводился в рамках традиционного для СЭ подхода [5], но при этом учитывались особенности полупроводниковой структуры НПТ-элементов. Расчеты основывались на решении стационарного уравнения непрерывности для неосновных носителей заряда в базе НПТ-элемента, имеющего структуру  $p^+nn^+$ -диода:

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L_{diff}^2} + \frac{G}{D} = 0, \quad (1)$$

где  $\Delta p$  — концентрация избыточных дырок в *n*-базе,  $x$  — координата сечения,  $D$  — коэффициент диффузии дырок,  $L_{diff} = \sqrt{D\tau}$ ,  $G$  — скорость фотогенерации электронно-дырочных пар. Оценки показывают, что при плотностях токов порядка нескольких десятков  $\text{mA/cm}^2$ , характерных для НПТ-элемента, электрическое поле в *n*-базе вне областей пространственных зарядов крайне мало, так что в вычислениях мы ограничились диффузионным приближением. Использование антиотражающих рельефов и покрытий способствует многократному переотражению падающего излучения внутри полупроводниковой структуры. Поэтому в первом приближении можно принять, что в НПТ-элементах  $G \approx \text{const}(x)$ . Поскольку области пространственных зарядов проникают в глубь монокристаллической подложки с обеих ее сторон всего на несколько десятых микрометра, мы полагали в расчетах, что толщины квазинейтральной

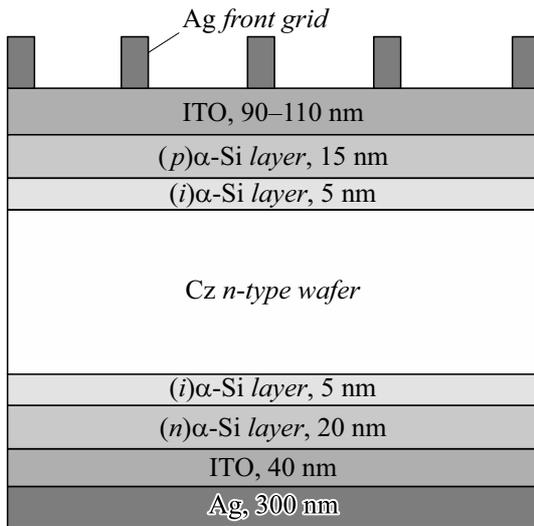


Рис. 1. Схематическое изображение полупроводниковой структуры НИТ-элемента.

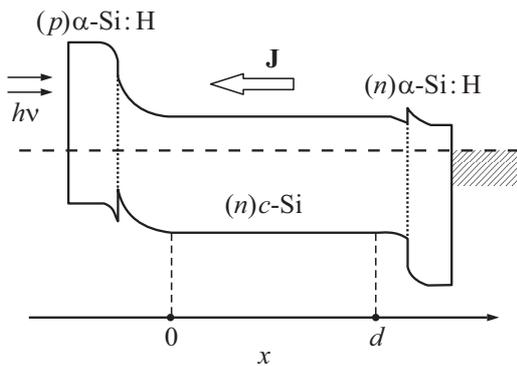


Рис. 2. Упрощенная зонная диаграмма НИТ-элемента.

базы и подложки совпадают. На фронтальной границе базы концентрация избыточных дырок определяется величиной прямого смещения  $U$  на гетеропереходе  $(p)\alpha\text{-Si} : \text{H} / (i)\alpha\text{-Si} : \text{H} / (n)c\text{-Si}$  [6]:

$$\Delta p(x=0) = \Delta p(U) = -\frac{N_d}{2} + \sqrt{\frac{N_d^2}{4} + n_i^2(T) \exp\left(\frac{qU}{kT}\right)}, \quad (2)$$

где  $n_i(T)$  — собственная равновесная концентрация носителей заряда в подложке при заданной температуре  $T$ , а  $k$  — постоянная Больцмана. Фронтальный гетеропереход формирует высокий потенциальный барьер для электронов (рис. 2), так что в сечении  $x=0$  коэффициент инжекции дырок равен единице. Отметим, что условие (2) является наиболее общим, т.е. применимо к любому уровню инжекции неосновных носителей заряда. Особенности полупроводниковой структуры НИТ-элемента таковы, что гетеропереход  $(n)\alpha\text{-Si} : \text{H} / (i)\alpha\text{-Si} : \text{H} / (n)c\text{-Si}$  формирует потенциальный барьер для дырок и является причиной их аккумуляции у тыльной границы базы

(рис. 2). Поэтому можно считать, что дырочный ток в сечении  $x=d$  практически отсутствует, т.е.

$$\frac{d\Delta p}{dx} \approx 0 \quad \text{при } x=d. \quad (3)$$

Решением уравнения (1) с учетом граничных условий (2) и (3) является стационарное распределение концентрации избыточных дырок в  $n$ -базе

$$\Delta p(U, x) = G\tau \left[ 1 - \frac{\text{ch}\left(\frac{d-x}{L_{diff}}\right)}{\text{ch}\left(\frac{d}{L_{diff}}\right)} \right] + \Delta p(U) \left[ \frac{\text{ch}\left(\frac{d-x}{L_{diff}}\right)}{\text{ch}\left(\frac{d}{L_{diff}}\right)} \right]. \quad (4)$$

При  $L_{diff} \gg d$  избыточная концентрация дырок оказывается примерно одинаковой во всех сечениях базы  $\Delta p = \Delta p(U) \approx \text{const}(x)$ , что и было учтено в работах [4,6]. Используя (4), можно найти плотность тока

$$\begin{aligned} J(U, x) &= -qD \frac{d(\Delta p(x))}{dx} \\ &= -qD \frac{(G\tau - \Delta p(U))}{L_{diff}} \frac{\text{sh}\left(\frac{d-x}{L_{diff}}\right)}{\text{ch}\left(\frac{d}{L_{diff}}\right)}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $q$  — заряд электрона. Для сечения  $x=0$  формула (5) приобретает вид

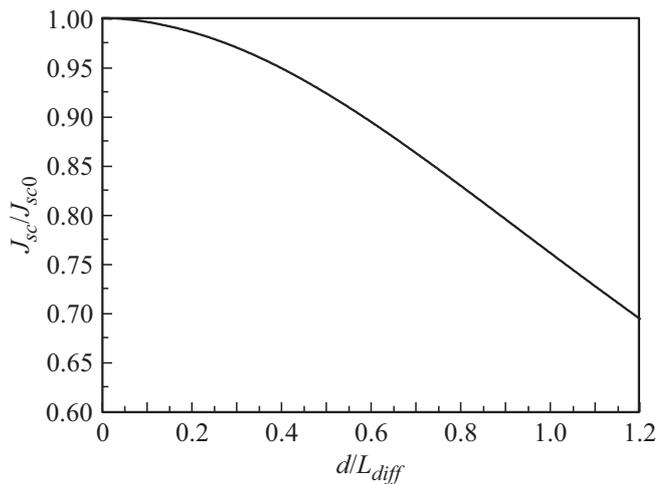
$$J(U) = -J_{sc} + \frac{qD\Delta p(U)}{L_{diff}} \tanh\left(\frac{d}{L_{diff}}\right), \quad (6)$$

где

$$J_{sc} = J(U=0) = qGL_{diff} \tanh\left(\frac{d}{L_{diff}}\right) \quad (7)$$

представляет собой плотность тока, который регистрируется в электрической цепи при отсутствии смещения на фронтальном гетеропереходе, когда  $\Delta p=0$ , т.е. является плотностью тока короткого замыкания. Поскольку плотность тока  $J$  одинакова во всех сечениях полупроводниковой структуры ( $\text{div}J=0$ ), фактически выражение (6) представляет собой вольт-амперную характеристику (ВАХ) идеализированного НИТ-элемента, у которого отсутствуют токи утечки, падение напряжения на последовательном сопротивлении и токи, обусловленные рекомбинацией на обеих поверхностях подложки. В данных обозначениях ток течет противоположно направлению оси абсцисс (рис. 2), т.е.  $J(U) < 0$ .

Предложенный метод описания диффузионного механизма переноса носителей заряда применим к любому уровню инжекции дырок и учитывает условия на границах токового канала с произвольным соотношением между  $L_{diff}$  и  $d$  в отличие от использованного в [3,7] приближения, справедливого только для низкого уровня инжекции и полубесконечного токового канала, когда  $d \gg L_{diff}$ .



**Рис. 3.** Зависимость относительного уменьшения тока короткого замыкания от отношения между толщиной подложки и диффузионной длиной дырок.

В предельном случае  $L_{diff} \gg d$  с учетом плотности тока поверхностной рекомбинации  $J_{R_s} = S\Delta p(U)$ , где  $S$  — суммарная скорость поверхностной рекомбинации, выражение (6) приобретает вид

$$J(U) \approx -J_{sc0} + \Delta p(U)(d/\tau + S), \quad (8)$$

где

$$J_{sc0} = J(U = 0, x = 0) = qGd, \quad (9)$$

и полностью совпадает с теоретической моделью для ВАХ, использованной в [4,6]. В отсутствие радиации при  $L_{diff} \gg d$  плотность тока короткого замыкания  $J_{sc0}$  (или фототока  $J_f$ ) зависит только от величины  $G$  и толщины подложки  $d$ , а ВАХ НПТ-элемента определяется балансом между фотогенерационными и рекомбинационными процессами в объеме подложки и на ее поверхностях. Поскольку темп фотогенерации электронно-дырочных пар определяется эффективностью проникновения солнечного излучения внутрь СЭ и последующего поглощения фотонов в монокристаллическом кремнии [5], полученный результат не находится в противоречии с общеизвестным выражением

$$J_f = q \int_0^{\lambda_m} F(\lambda)(1 - R(\lambda))SR(\lambda)d\lambda, \quad (10)$$

где  $\lambda$  — длина волны фотона,  $\lambda_m$  — красная граница поглощения, определяемая шириной запрещенной зоны кремния,  $F(\lambda)$  — плотность потока падающих фотонов при заданной  $\lambda$ ,  $R(\lambda)$  — доля отраженных фотонов,  $SR(\lambda)$  — внутренний спектральный отклик.

В виду того что в НПТ-элементах гетеропереходы на обеих сторонах подложки формируются путем плазмохимического напыления, а не с помощью диффузии, в составе экспоненциальных зависимостей (6) и (8),

описывающих ВАХ, отсутствует составляющая тока, вызванная повышенным темпом рекомбинации в областях объемного заряда.

После радиационного облучения из-за падения времени жизни диффузионная длина дырок может уменьшиться настолько, что не все фотогенерируемые носители тока будут собираться электрическими полями в областях объемных зарядов гетеропереходов. Часть электронов и дырок рекомбинирует до того, как они достигнут контактов НПТ-элемента. В результате измеряемые значения тока короткого замыкания снизятся, что и было экспериментально подтверждено в работе [3].

С помощью формул (7) и (9) можно вычислить уменьшение диффузионной длины и объемного времени жизни дырок при известной толщине подложки. Сравнение экспериментальных значений токов короткого замыкания до ( $J_{sc0}$ ) и после ( $J_{sc}$ ) радиационного воздействия на НПТ-элемент позволяет получить искомую зависимость

$$\frac{I_{sc}}{I_{sc0}} = \frac{J_{sc}}{J_{sc0}} \approx \frac{L_{diff}}{d} \tanh\left(\frac{d}{L_{diff}}\right). \quad (11)$$

Построенная по формуле (11) кривая (рис. 3) наглядно иллюстрирует взаимосвязь между относительным уменьшением тока короткого замыкания и степенью деградации полупроводниковой структуры НПТ-элемента в результате снижения  $L_{diff}$  и  $\tau$ .

В работе [3] было экспериментально зарегистрировано, что в условиях АМО после облучения НПТ-элементов потоками электронов с энергией 3.8 MeV токи короткого замыкания уменьшаются на 6–29% в зависимости от величины флюенса ( $10^{12}$ ,  $10^{13}$  или  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ ). При  $d \approx 160 \mu\text{m}$  такой результат, согласно (11), свидетельствует о снижении  $L_{diff}$  примерно на 66–89%. Таким образом, по мере увеличения флюенса условие  $L_{diff} \gg d$  перестает выполняться, а объемное время жизни носителей заряда падает относительно начальной величины 1.5 ms до значений 18–173  $\mu\text{s}$ .

## Список литературы

- [1] Yamamoto K., Yoshikawa K., Yoshida W., Irie T., Kawasaki H., Konishi K., Asatani T., Kanematsu M., Mishima R., Nakano K., Uzu H., Adachi D. High efficiency  $\alpha$ -Si/c-Si heterojunction solar cells // Program Book. 27th Int. Conf. on amorphous and nanocrystalline semiconductors. Seoul, Korea, 2017. P. 92.
- [2] Милчико В.А., Шалин А.С., Мухин И.С., Ковров А.Э., Красилин А.А., Виноградов А.В., Белов П.А., Симовский К.Р. // УФН. 2016. Т. 186. № 8. С. 801–852.
- [3] Калиновский В.С., Теруков Е.И., Контрош Е.В., Вербицкий В.Н., Тутов А.С. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44. В. 17. С. 95–102.
- [4] Саченко А.В., Шкретий А.И., Коркишко Р.М., Костылев В.П., Кулиш Н.Р., Соколовский И.О. // ФТП. 2015. Т. 49. В. 2. С. 271–277.

- [5] Sze S.M. Physics of semiconductor devices. John Wiley & Sons, 1981. Ch. 14.2. [Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. М.: Мир, 1984. Кн. 2. Гл. 14.2].
- [6] Саченко А.В., Крюченко Ю.В., Костылев В.П., Соколовский И.О., Абрамов А.С., Бобьль А.В., Панайотти И.Е., Теруков Е.И. // ФТП. 2016. Т. 50. В. 2. С. 259–263.
- [7] Андреев В.М., Евстропов В.В., Калиновский В.С., Лантратов В.М., Хвостиков В.П. // ФТП. 2009. Т. 43. В. 5. С. 671–678.