

УДК 621.315.592

## Раздельное определение фотоэлектрических параметров базовой области кремниевых структур $p^+—n(p)—n^+$ -типа бесконтактным методом по отношениям коэффициентов сбора при двух длинах волн

© 2017 г. О. Г. Кошелев<sup>§</sup>, Н. Г. Васильев

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова,  
Ленинские горы, д. 1, Москва, 119991, Россия*

**Аннотация.** Рассмотрен бесконтактный метод определения рекомбинационных параметров локальных участков  $p(n)$ -слоя кремниевых структур  $n^+—p(n)—p^+$ -типа. Метод основан на локальном освещении исследуемой структуры двумя различно поглощаемыми лучами света. Оба луча освещают одновременно сначала одну сторону локальной области этой структуры, а затем противоположную. Интенсивности лучей света модулируются так, что суммарная переменная фотоЭДС обращается в 0. В этом случае осуществляется режим тока короткого замыкания для его переменной составляющей. В результате неосвещаемые участки структуры не шунтируют освещаемый участок. При этих условиях измеряют отношения интенсивностей лучей света. Вычислены номограммы для раздельного определения времени жизни неравновесных носителей заряда в освещаемой части  $p(n)$ -области и скорости их поверхностной рекомбинации на основании измеряемых отношений интенсивностей. Расчеты проведены для случая низкого уровня инжекции в одномерном приближении. Номограммы вычислены для длин волн 1064 и 808 нм при различных толщинах  $n^+—p(n)—p^+$ -структур и частотах модуляции. Было обнаружено, что номограммы практически не зависят от частоты модуляции, если время жизни неравновесных носителей заряда меньше периода модуляции. Установлено, что номограммы существенно смещаются и изменяются по форме для тонких структур, если время диффузии неравновесных носителей заряда от тыльной стороны структуры до ее лицевой стороны становится меньше их времени жизни. В этом случае номограммы могут быть использованы лишь для определения скорости поверхностной рекомбинации на тыльной стороне структуры.

**Ключевые слова:** кремний, неравновесные носители заряда, время жизни, скорость поверхностной рекомбинации, солнечные элементы

### Введение

Хотя солнечные элементы (СЭ) из монокристаллического кремния начали эффективно использовать на спутниках Земли несколько десятков лет назад, активные исследования по их дальнейшему усовершенствованию и снижению себестоимости продолжаются до настоящего времени. Достаточно сказать, что на одной из недавних конференций, посвященных этой тематике, количество представленных докладов было почти 1000 [1]. Длительное время наиболее распространены были СЭ из монокристаллического кремния с  $p—n$ -переходами. В последнее время их начали вытеснять СЭ на основе  $\alpha—Si : H/c—Si$  с гетеропереходами типа НИТ (*Heterojunction with intrinsic thin layer*). На таких

СЭ площадью 100 см<sup>2</sup> были достигнуты рекордные показатели [2]:

- КПД 23.0 %;
- напряжение холостого хода 729 мВ;
- ток короткого замыкания 39,52 мА/см<sup>2</sup>;
- фактор заполнения 80 %.

Одним из основных параметров, который определяет КПД СЭ обоих типов изготавливаемых из пластин монокристаллического кремния, является эффективное время жизни  $\tau_{\text{eff}}$  неравновесных носителей заряда (ННЗ) в базовой области  $n-$  или  $p-$ типа.

Часто вместо  $\tau_{\text{eff}}$  используют значения диффузионной длины  $L_{\text{eff}}$  ННЗ ( $L_{\text{eff}} = \sqrt{D\tau_{\text{eff}}}$ , где  $D$  — коэффициент диффузии ННЗ). Для определения значений  $\tau_{\text{eff}}$  или  $L_{\text{eff}}$  готовых СЭ обычно измеряют зависимость тока короткого замыкания СЭ от энергии кванта  $h\nu$  падающего света. По этим данным вычисляют спектральную зависимость коэффициента сбора  $Q$  СЭ. Коэффициент сбора (или

Кошелев Олег Григорьевич<sup>§</sup> — старший научный сотрудник, e-mail: scon282@phys.msu.ru; Васильев Никита Геннадиевич — студент 5 курса, e-mail: ng.vasiljev@physics.msu.ru

<sup>§</sup> Автор для переписки

квантовая эффективность) — это доля падающих на СЭ квантов света, которая приводит к появлению тока  $J$  на его омической нагрузке с нулевым сопротивлением, т. е. в режиме тока короткого замыкания:

$$Q = \frac{h\nu J}{eP}, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $P$  — мощность падающего на СЭ света. В предельном случае, когда все падающие на СЭ кванты света достигают базовой области и ее толщина много больше  $L_{\text{eff}}$ ,  $Q$  можно рассчитать по формуле

$$Q = \frac{\alpha L_{\text{eff}}}{1 + \alpha L_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения света. В этом случае значение  $L_{\text{eff}}$  легко определяется из соотношения  $L_{\text{eff}} = 1/\alpha$  по величине  $\alpha$ , при которой  $Q = 1/2$ . Для определения  $\tau_{\text{eff}}$  исходных пластин кремния широко используют СВЧ–методы. Эти методы основаны на СВЧ–зондировании собственной фотопроводимости, возникающей после импульсного освещения<sup>1</sup> с энергией квантов больше ширины запрещенной зоны кремния [3–6]. Такие бесконтактные методы применяют, в частности, для измерений различий  $\tau_{\text{eff}}$  по площади пластин, т. е. для контроля контраста  $\tau_{\text{eff}}$ . Обычно для проведения этих измерений пластину перемещают в плоскости, перпендикулярной к направлениям распространения СВЧ–волны и луча лазера [3]. Измерения контраста  $\tau_{\text{eff}}$  важны, так как это позволяет предсказывать эффективность СЭ, изготавливаемых из этих пластин [7, 8].

Для локального контроля фотопроводимости разработаны также методы, основанные на зондировании лучами ближнего ИК–диапазона [9]. Однако для рассматриваемых задач их не используют, так как их чувствительность на несколько порядков ниже по сравнению с методами, основанными на зондировании волнами СВЧ–диапазона.

Как известно, значения  $\tau_{\text{eff}}$  определяются временем жизни ННЗ  $\tau$  в объеме пластины и скоростью их рекомбинации  $S$  на ее поверхностях. Для анализа причин возникновения участков с низкими значениями  $\tau_{\text{eff}}$  важно раздельное определение  $\tau$  и  $S$ . Разработанные для этого СВЧ–методы основаны на измерении или характера спада фотопроводимости после окончания импульса света [3], или  $\tau_{\text{eff}}$  при поочередном освещении пластины двумя длинами волн, коэффициенты поглощения которых значительно различаются [10]. Последующий контроль фоточувствительности изготавливаемых СЭ проводят только после создания  $n^+$ – и  $p^+$ –слоев и

нанесения на них омических контактов [11]. Метод раздельного определения значений  $\tau$  и  $S$  при наличии на СЭ контактов был предложен в работе [12]. Этот метод применим для СЭ, фоточувствительных с обеих сторон. Метод основан на измерении коэффициента собирания при освещении поочередно с обеих сторон на двух длинах волн, коэффициенты поглощения которых также сильно различаются. Однако практический интерес представляет контроль контраста  $\tau$  и  $S$  непосредственно после изготовления сильно легированных слоев  $n^+$ – и  $p^+$ –типа, т. е. до нанесения омических контактов. В особенности это важно для контроля СЭ типа НИТ, поскольку в них толщина слоя с собственной проводимостью между базовой областью и сильно легированным аморфным слоем составляет всего несколько нанометров. Применение СВЧ–методов в этом случае не эффективно. Попытка обнаружить контраст фотопроводимости СЭ из монокристаллического кремния была предпринята в работе [13]. Зондирование проводили с помощью СВЧ–микроскопа ближнего поля (*near field microwave microscope* — NFMM) с разрешающей способностью ~10 мкм. Хотя контраст СВЧ–проводимости в отсутствие света четко регистрировали, контраст СВЧ–фотопроводимости практически не наблюдали. По–видимому, это связано с экранирующим влиянием  $n^+$ – и  $p^+$ –слоев, а также с шунтированием освещаемого участка остальной частью пластины из–за токов по этим слоям [14, 15]. В результате такого шунтирования исчезновение ННЗ в освещаемой части базовой области происходит не только за счет рекомбинации, но и благодаря току через  $p$ – $n$ –переход. При этом контраст фотопроводимости может снижаться в несколько раз [15].

Бесконтактный метод определения  $\tau_{\text{eff}}$  в локальных областях структур кремния  $p^+$ – $n(p)$ – $n^+$ –типа был предложен в работе [16]. Метод основан на освещении таких областей со стороны  $p$ – $n$ –перехода одновременно двумя различно поглощаемыми лучами света с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Лучи модулируются синусоидально так, чтобы переменные составляющие интенсивностей были меньше их постоянных составляющих и суммарная переменная фотоЭДС обращалась в 0. Наличие компенсации определяется по отсутствию переменной фотоЭДС, наводимой на обкладках конденсатора, между которыми помещается исследуемая структура. При этом переменные токи  $J(\lambda_1)$  и  $J(\lambda_2)$  равны по величине и противоположны по фазе. С учетом формулы (1) в этом случае

$$\frac{Q(\lambda_1)}{Q(\lambda_2)} = \frac{\lambda_2 P(\lambda_2)}{\lambda_1 P(\lambda_1)}. \quad (3)$$

Таким образом, измеряя отношения амплитуд модуляций, соответствующих компенсации переменной фотоЭДС, можно найти отношения коэффи-

<sup>1</sup> Такие измерения для краткости часто обозначают как PCD — *photocoductance decay measurements*.

циентов собирания для выбранных длин волн. Далее по приведенным выше формулам можно вычислить значения  $\tau_{\text{eff}}$  и  $L_{\text{eff}}$ . Например, в частном случае, соответствующем формуле (2),

$$\frac{Q(\lambda_1)}{Q(\lambda_2)} = \frac{\alpha(\lambda_1) 1 + \alpha(\lambda_2)L_{\text{eff}}}{\alpha(\lambda_2) 1 + \alpha(\lambda_1)L_{\text{eff}}}. \quad (4)$$

Если длины волн выбраны такими, что выполняются соотношения  $\alpha(\lambda_1)L_{\text{eff}} \ll 1$  и  $\alpha(\lambda_2)L_{\text{eff}} \gg 1$ , то из формулы (4) следует, что

$$\frac{Q(\lambda_1)}{Q(\lambda_2)} = \alpha(\lambda_1)L_{\text{eff}}. \quad (5)$$

Таким образом, если для измерения  $Q(\lambda)$  необходимы контакты к СЭ, то для измерения отношений  $Q(\lambda_1)/Q(\lambda_2)$  в этом нет необходимости. Существенно, что такие измерения в отличие от рассмотренных выше СВЧ-измерений можно проводить на локальных участках структуры, поскольку неосвещаемые участки структуры не оказывают шунтирующего действия и, соответственно, не искажают результаты измерений.

Ниже рассмотрена возможность раздельного определения  $\tau$  и  $S$  в  $n(p)$ -области кремниевых структур  $p^+ - n(p) - n^+$ -типа без контактов упомянутым выше компенсационным методом.

### Основные уравнения

Расчеты проводили для базовой области структуры  $n^+ - p - p^+$ -типа на основании следующего исходного уравнения, соответствующего переменным фототокам при модуляции интенсивностей лучей света на частоте  $f$ :

$$D \frac{d^2 N(x)}{dx^2} - \frac{N(x)}{\tau_c} + g(x) = 0, \quad (6)$$

где  $1/\tau_c = 1/\tau + i2\pi f$ ,  $i = \sqrt{-1}$ ,  $N(x)$  и  $g(x)$  — амплитуды модуляций концентрации ННЗ (в комплексной форме) и скорости их генерации на расстоянии  $x$  от  $n^+ - p$ -перехода соответственно.

При освещении с лицевой стороны, т. е. со стороны  $p - n$ -перехода,  $g(x)$  можно определить из формулы

$$g(x) = g_0 \exp[-\alpha(W^n + x)], \quad (7)$$

а при освещении с тыльной стороны, т. е. со стороны  $p - n$ -перехода, —

$$g(x) = g_0 \exp[-\alpha(W^p + H - x)], \quad (8)$$

где  $g_0$  — амплитуда модуляции скорости генерации ННЗ на освещенной поверхности,  $[\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}]$ ;  $H$  — толщина базовой области;  $W^n$ ,  $W^p$  — толщины сильно легированных  $n^+$ - и  $p^+$ -слоев с лицевой и тыльной стороны базовой области соответственно.

Граничные условия следующие:  $N(0) = 0$  (благодаря компенсации переменных фототоков);  $-DdN(H)/dx = SN(H)$ .

Исходное уравнение (6) соответствует низкому уровню инжекции, т. е. влияние неравновесных носителей противоположного знака пренебрежимо мало,  $\tau$  постоянно (не зависит ни от  $x$ , ни от  $n$ ), а концентрация ННЗ много меньше концентрации акцепторов. (В случае СЭ с базой из монокристаллического кремния эти условия обычно выполняются). Уравнение (6) соответствует одномерному приближению. Для планарных не текстурированных СЭ это приближение также выполняется, если размер освещаемой области больше нескольких миллиметров, поскольку толщина базовой области обычно составляет менее 0,3 мм. Предполагается также, что удельное сопротивление базовой области не зависит от расстояния до  $p - n$ -перехода<sup>2</sup> и что оно достаточно низкое, т. е. влияние пространственного заряда в  $p - n$ -переходе на  $Q$  можно не учитывать<sup>3</sup>.

Решения уравнения (6) при  $f = 0$  представлены в работах [17, 18]. Однако приведенные в них формулы для коэффициентов собирания очень громоздки.

В нашем случае было использовано то, что в эти формулы одни и те же комбинации параметров СЭ входят по несколько раз. Для таких комбинаций ниже введены следующие обозначения:

$$A = \sigma \text{sh}\left(\frac{H}{L}\right) + \text{sh}\left(\frac{H}{L}\right), \quad (9)$$

$$B = \text{sh}\left(\frac{H}{L}\right) + \sigma \text{sh}\left(\frac{H}{L}\right), \quad (10)$$

где  $L = \sqrt{D\tau_c}$ ;

$$\sigma = \frac{SL}{D}. \quad (11)$$

Кроме того, для комбинаций параметров, соответствующих освещению с лицевой стороны, было введено обозначение

$$K^n = A\alpha L - B + (\sigma - \alpha L) \exp(-\alpha H), \quad (12)$$

а для освещения с тыльной стороны

$$K^p = (\sigma + \alpha L) - (A\alpha L + B) \exp(-\alpha H). \quad (13)$$

В результате выражения для коэффициентов собирания  $Q^n$  при освещении с лицевой стороны

<sup>2</sup> Если такая зависимость есть, то появляется тянущее электрическое поле, которое влияет на  $Q$ . Этот случай подробно рассмотрен в работе [17].

<sup>3</sup> Влияние этого фактора на  $Q$  рассмотрено в работе [18]. Обычно этот фактор можно не учитывать, поскольку удельное сопротивление базы выбирают менее 10 Ом · см. (В противном случае резко возрастает внутреннее сопротивление СЭ, что приводит к снижению КПД).

и  $Q^T$  при освещении с тыльной стороны принимают следующий вид:

$$Q_{1,T} = \frac{\alpha L(1 - R^{n,t}) \exp(-\alpha W^{n,t})}{A(\alpha^2 L^2 - 1)} K^{n,t}, \quad (14)$$

где  $Q, \alpha, R, K$  зависят от  $\lambda$ ;  $R^{n,t}$  — коэффициенты отражения света от  $n^+$  и  $p^+$ -слоев<sup>4</sup>.

Поскольку обычно поверхности СЭ просветляются, то расчеты проводили при  $R^n = R^T = 0$ . Таким образом, отношения коэффициентов собирания, соответствующих  $\lambda_2$  и  $\lambda_1$  при освещении с лицевой стороны могут быть записаны в виде

$$\frac{Q_2^n}{Q_1^n} = \frac{\alpha_2(\alpha_1^2 L^2 - 1) K_2^n}{\alpha_1(\alpha_2^2 L^2 - 1) K_1^n} \exp(\alpha_1 - \alpha_2) W^n, \quad (15)$$

а при освещении с тыльной стороны

$$\frac{Q_2^T}{Q_1^T} = \frac{\alpha_2(\alpha_1^2 L^2 - 1) K_2^T}{\alpha_1(\alpha_2^2 L^2 - 1) K_1^T} \exp(\alpha_1 - \alpha_2) W^T. \quad (16)$$

Подстрочные индексы «1» или «2» означают, что данная величина соответствует  $\lambda_1$  или  $\lambda_2$ . Значения  $Q^n$  и  $Q^T$  в рассматриваемом случае зависят от переменных фототоков, которые определяются амплитудами модуляций интенсивностей источников света, согласно уравнению (3).

Расчеты проводили при  $\lambda_1 = 1064$  нм и  $\lambda_2 = 808$  нм ( $\alpha_1 = 9.8$  см<sup>-1</sup> и  $\alpha_2 = 780$  см<sup>-1</sup>), поскольку для этих длин волн в настоящее время доступны полупроводниковые лазеры достаточно большой мощности и они хорошо подходят для рассматриваемой методики. Например, если  $L_{eff} = 0,1$  мм, то  $\alpha(\lambda_1)L_{eff} = 0,1$  и это значение  $\ll 1$ , а  $\alpha(\lambda_2)L_{eff} = 7,8$ , т. е. это значение  $\gg 1$ . (При этом различие влияния  $S$  на  $Q_1$  и  $Q_2$  максимально). Коэффициенты собирания сильно легированных слоев по обе стороны базовой области не учитывали, так как их толщины малы (обычно  $\sim 0,5$  мкм) и при выбранных длинах волн их вклады пренебрежимо малы.

### Результаты и их обсуждение

Для раздельного определения  $\tau$  и  $S$  на основании приведенных выше соотношений были вычислены и построены номограммы, соответствующие различным параметрам структур и различным условиям измерений. Пример такой номограммы показан на рис. 1.

По осям абсцисс и ординат отложены значения  $|Q_2^n/Q_1^n|$  и  $|Q_2^T/Q_1^T|$ , соответствующие измерениям при освещении с лицевой и тыльной сторон. Расчет

<sup>4</sup> Формула (14) согласуется с формулой для фототока и коэффициента собирания работы [17, С. 225] без учета влияния тянущего поля. Она согласуется также с формулами (22) и (26) работы [18, С. 402, 403] без учета влияния области пространственного заряда  $p-n$ -перехода.

выполнен для  $\lambda_1 = 1064$  нм ( $\alpha_1 = 9,8$  см<sup>-1</sup>),  $\lambda_2 = 808$  нм ( $\alpha_2 = 780$  см<sup>-1</sup>),  $R_1^{n,t} = R_2^{n,t}$ ,  $f = 100$  Гц,  $H = 0,3$  мм,  $W_f = W_b = 0,5$  мкм,  $D = 12$  см<sup>2</sup> · с<sup>-1</sup>. Штриховые кривые соответствуют фиксированным значениям  $\tau$  (1000, 100, 32 и 10 мкс) при различных значениях  $S$ . Сплошные кривые — фиксированным значениям  $S$  ( $10^4$ , 3200, 1000, 320, 100 и 10 см · с<sup>-1</sup>) при различных значениях  $\tau$ . Например, если  $\tau = 32$  мкс и  $S = 10^3$  см · с<sup>-1</sup> (см. рис. 1), то в условиях, соответствующих рис. 1,  $|Q_2^n/Q_1^n| = 6,80$ , а  $|Q_2^T/Q_1^T| = 1,45$ . Расчеты показали, что для получения значений  $\tau$  и  $S$  с определенной точностью требуется различная точность измерения отношений  $|Q_2/Q_1|$  в зависимости от ряда условий. Например, при тех же значениях  $\tau$  и  $S$  для определений  $\tau$  с точностью 10% допустимые ошибки измерений  $|Q_2^n/Q_1^n|$  и  $|Q_2^T/Q_1^T|$  должны составлять ~1%. Тогда как для определения  $S$  с такой же точностью при тех же условиях допустимые ошибки измерений этих отношений должны быть примерно

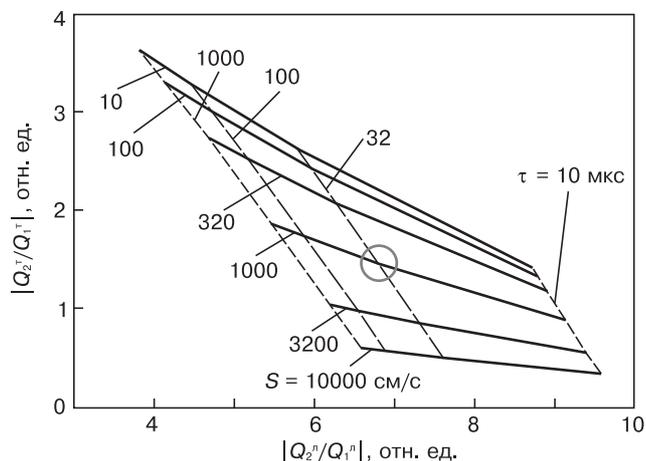


Рис. 1. Номограммы для определения времени жизни  $\tau$  и скорости поверхностной рекомбинации  $S$  ННЗ по отношению коэффициентов собирания при  $H = 0,3$  мм и  $f = 100$  Гц

Fig. 1. Nomogram for determination of nonequilibrium carrier lifetime  $\tau$  and surface recombination rate  $S$  from collection coefficients at  $H = 0.3$  mm and  $f = 100$  Hz

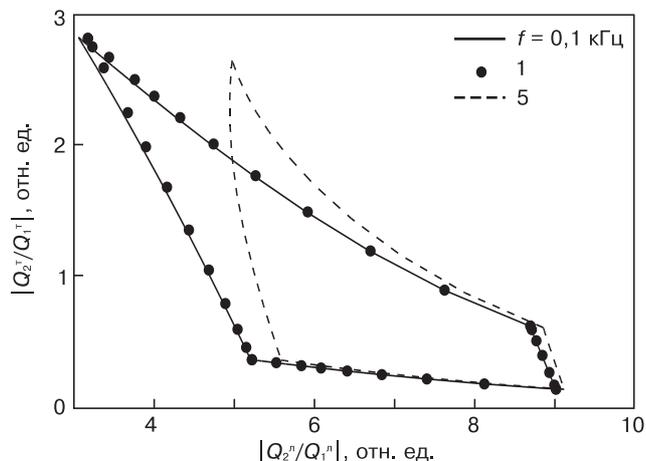


Рис. 2. Номограммы, подобные рис. 1, для экстремальных значений  $\tau$  и  $S$  при  $H = 0,4$ ,  $f = 100, 1000$  и  $5000$  Гц

Fig. 2. Nomograms similar to Fig. 1 for extreme  $\tau$  and  $S$  at  $H = 0.4$  and  $f = 100, 1000$  and  $5000$  Hz

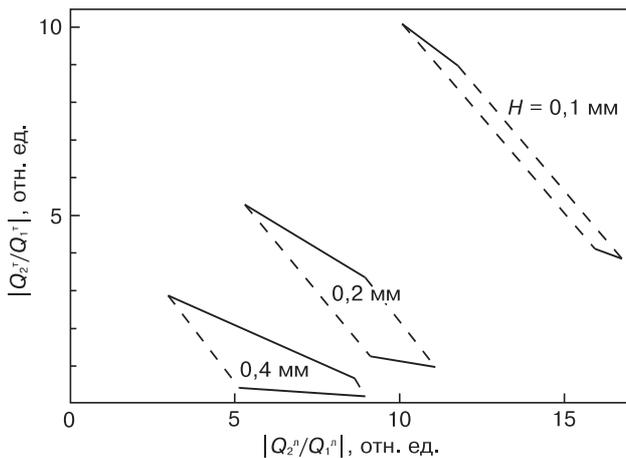


Рис. 3. Номограммы, подобные рис. 2 при различной толщине структуры  $H = 0,4, 0,2$  и  $0,1$  мм и  $f = 100$  Гц

Fig. 3. Nomograms similar to Fig. 2 for different structure thicknesses  $H = 0.4, 0.2$  and  $0.1$  mm and  $f = 100$  Hz

в 3 раза меньше. С уменьшением  $\tau$  и увеличением  $S$  требования к точности измерений этих отношений снижаются, и наоборот.

Вид номограмм и их положения зависят от ряда условий. На рис. 2 приведены номограммы, подобные тем, которые изображены на рис. 1 для трех частот модуляции (0,1, 1,0 и 5,0 кГц), но только для экстремальных значений  $\tau$  (10 и 1000 мкс) и  $S$  (10 и  $10^4$  см/с).

Верхние и нижние кривые на рис. 2 вычислены при  $S = 10$  и  $10^4$  см/с соответственно (для них  $\tau$  меняется от 10 до 1000 мкс). Левые и правые соответствуют  $\tau = 1000$  и 10 мкс соответственно (для них  $S$  меняется от 10 и  $10^4$  см/с). Все кривые вычислены при  $H = 0,4$  мм и тех же значениях длин волн, что и для рис. 1 (808 и 1064 нм). Как видно из рис. 2, различные участки номограмм смещаются с частотой по-разному. Зависимость положения правого верхнего угла номограмм от  $f$  незначительна: для него при изменении  $f$  от 0,1 до 5 кГц параметр  $\omega\tau$  меняется в пределах от 0,006 до 0,3. По оси абсцисс это смещение составляет 6 %, по оси ординат смещение еще меньше (менее 2 %). Тогда как для левого верхнего угла номограмм, для которого параметр  $\omega\tau$  в 100 раз больше, смещения весьма значительны. По оси абсцисс сдвиг происходит почти в 2 раза. Смещение левого нижнего угла номограмм ( $\tau = 1000$  мкс,  $S = 10^4$  см/с) по оси абсцисс существенно меньше (~7 %), чем верхнего. Очевидно, что такое снижение связано с уменьшением  $\tau_{\text{eff}}$  из-за поверхностной рекомбинации. Таким образом, чтобы значения  $|Q_2^n/Q_1^n|$  и  $|Q_2^p/Q_1^p|$  практически не зависели от частоты модуляции, измерения надо проводить при  $\omega\tau \ll 1$ .

На рис. 3 показаны номограммы подобные рис. 1 при тех же экстремальных значениях  $\tau$  и  $S$ , для трех разных толщин структуры. Верхние и нижние кривые (сплошные) вычислены для  $S = 10$  и  $10^4$  см/с, а правые и левые (штриховые) — для  $\tau = 10$  и 1000 мкс соответственно. Как видно из рис. 3, уменьшение

толщины базы приводит к значительному сдвигу номограммы. При этом существенно уменьшается диапазон изменений отношений  $|Q_2^n/Q_1^n|$  и  $|Q_2^p/Q_1^p|$ , соответствующих изменению  $\tau$  от 10 до 1000 мкс. Такие изменения можно объяснить существенным влиянием времени диффузии  $t_d (= H^2/D)$  ННЗ от тыльной стороны базы до лицевой. Для приведенных номограмм, соответствующих  $H = 0,4, 0,2$  и  $0,1$  мм, значение  $t_d$  составляет 130, 60 и 15 мкс. В последнем случае значение  $t_d$  много меньше наибольшего значения  $\tau$  приведенных номограмм и близко к минимальному. В результате процесс релаксации фотопроводимости в основном определяется диффузией ННЗ к  $p-n$ -переходу, а не значением  $\tau$ . Но интервал изменений  $|Q_2^n/Q_1^n|$  и  $|Q_2^p/Q_1^p|$  в рассматриваемом диапазоне значений  $S$  остается довольно заметным. Таким образом, измерение отношений  $|Q_2/Q_1|$  при малых значениях  $H$  представляет интерес лишь для определения значений  $S$ . Но это и не так важно, поскольку в этом случае влияние значений  $\tau$  на КПД СЭ существенно снижается, а влияние значений  $S$  возрастает.

### Заключение

Для кремниевых структур  $n^+p(n)-p^+$ -типа предложен бесконтактный метод отдельного определения времени жизни ННЗ в монокристаллической  $p(n)$ -области и скорости их рекомбинации на тыльной стороне. Это позволяет отбраковывать структуры с недостаточной фоточувствительностью до нанесения контактов. Метод основан на освещении такой структуры одновременно двумя модулированными по интенсивности лучами света. Их длины волн подбираются такими, чтобы один из лучей поглощался вблизи освещаемой поверхности, а другой — в объеме пластины. Освещение структуры проводят поочередно с обеих сторон. Измеряют отношения амплитуд модуляций лучей света, при которых создаваемые ими переменные фотоЭДС компенсируют друг друга. В отличие от СВЧ-методов рассмотренный метод позволяет проводить измерения параметров при локальном освещении, т. е. позволяет определять контраст фоточувствительности по площади структуры. Проведены расчеты для оценки области применимости рассмотренного метода контроля кремниевых  $n^+p(n)-p^+$ -структур, используемых для изготовления СЭ. При длинах волн 808 и 1064 нм построены номограммы, связывающие искомые параметры структуры с измеряемыми отношениями амплитуд модуляций интенсивностей лучей света. Проведены оценки точности метода для различных параметров  $p(n)$ -области и различных условий измерений.

### Библиографический список

- 32th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition (EU PVSEC 2016). – Munich, 2016. URL: <https://>

www.eupvsec-proceedings.com/proceedings/dvd.html (accessed 06.04.2017)

2. Takahiro Mishima, Micio Taguchi, Hitoshi Sakata, Eiji Maruyama. Development status of high-efficiency HIT solar cells // *Solar Energy Materials and Solar Cells*. – 2011. – V. 95, iss. 1. – P. 18—21. DOI: 10.1016/j.solmat.2010.04.030

3. Schmidt J., Aberle A. G. Accurate method for the determination of bulk minority-carrier lifetimes of mono- and multi-crystalline silicon wafers // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 81, iss. 9. – P. 6186—6199. DOI: 10.1063/1.364403

4. Patent 5438276 A (US). Apparatus for measuring the life time of minority carriers of a semiconductor wafer. Yutaka Kawata, Takuya Kusaka, Hidehisa Hashizume, Futoshi Ojima, 1995.

5. SEMI MF1535-0707. Test method for carrier recombination lifetime in silicon wafers by noncontact measurements of photoconductivity decay by microwave reflectance. URL: <http://ams.semi.org/ebusiness/standards/SEMISTandardDetail.aspx?ProductID=211&DownloadID=942> (accessed: 23.03.2017)

6. Gaubas E., Kaniava A. Determination of recombination parameters in silicon wafers by transient microwave absorption // *Rev. Scientific Instruments*. – 1996. – V. 67, iss. 6. – P. 2339—2345. DOI: 10.1063/1.1146943

7. Wezep D. A., Velden M. H. L., Bosra D. M., Bosh R. C. M. MDP lifetime measurements as a tool to predict solar cell efficiency / 26th Europ. Photovoltaic Solar Energy Conf. and Exhibition. Progress in Photovoltaics: Research and Applications. – Munich, 2016. – P. 1423—1428.

8. Metzger W. K. How lifetime fluctuations, grain-boundary recombination, and junctions affect lifetime measurements and their correlation to silicon solar cell performance // *Solar Energy Materials and Solar Cells*. – 2008. – V. 92, iss. 9, pp. 1123—1135. DOI: 10.1016/j.solmat.2008.04.001

9. Waldmeyer J. A contactless method for determination of carrier lifetime, surface recombination velocity, and diffusion

constant in semiconductors // *J. Appl. Phys.* – 1988. – V. 63, iss. 6. – P. 1977—1983. DOI: 10.1063/1.341097

10. Buczkowski A., Radzinski Z. J., Rozgonyi G. A., Shimura F. Bulk and surface components of recombination lifetime based on a two-laser microwave reflection technique // *J. Appl. Phys.* – 1991. – V. 69, iss. 9. – P. 6495—6499. DOI: 10.1063/1.348857

11. Солнечные элементы технологии HIT — наше будущее? URL: <http://solar-front.livejournal.com/11644.html> (дата обращения 06.04.2017).

12. Концевой Ю. А., Брашеван Ю. В., Завадский Ю. И., Максимов Ю. А., Гладышев Д. А., Чернокожин В. В. Диагностика кремниевых пластин по параметрам и тепловому излучению элементов солнечных батарей // *Заводская лаборатория. Диагностика материалов*. – 2000. – Т. 66, № 10. – С. 32—33.

13. Babajanyan A., Sargsyan T., Melikyan H., Kim Seungwan, Kim Jongchel, Lee Kiejin. Investigation of the photovoltaic effect in solar cells by using a near-field microwave microscope // *J. Korean Phys. Soc.* – 2009. – V. 55, iss. 1. – P. 154—157. DOI: 10.3938/jkps.55.154

14. Кошелев О. Г., Унтила Г. Г. О времени релаксации СВЧ фотопроводимости в базовой области кремниевых солнечных элементов при локальном освещении // XII Российская конф. по физике полупроводников. Тез. докл. – М.; Ершово, 2015. – С. 380.

15. Кошелев О. Г. О снижении контраста фотопроводимости по площади неоднородных кремниевых структур  $p^+-n(p)-n^+$ -типа из-за токов по слоям  $p^+$ -и  $n^+$ -типа // *Изв. РАН. Сер. Физ.* – 2017. – Т. 81, № 1. – С. 41—44. DOI: 10.7868/S0367676517010148

16. Koshelev O. G., Morozova V. A. A nondestructive method for measuring the photoelectric parameters of wafers with p-n junctions // *Solid-State Electronics*. – 1996. – V. 39, iss. 9. – P. 1379—1383. DOI: 10.1016/0038-1101(96)00040-8

17. Васильев А. М., Ландсман А. П. Полупроводниковые фотопреобразователи. – М.: Советское радио, 1971. – 246 с. URL: <http://www.toroid.ru/vasilievAM.html>

18. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн. 2. – М.: Мир, 1984. – 455 с.

Статья поступила в редакцию 14 апреля 2017 г.

*Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoi tekhniki = Materials of Electronic Technics*. 2017, vol. 20, no. 1, pp. 60—66. DOI: 10.17073/1609-3577-2017-1-60-66

## Separate determination of the photoelectric parameters of the base region of $n^+-p(n)-p^+$ silicon structure by noncontact method based on quantum efficiency relation measurements at two wavelengths

O. G. Koshelev<sup>1,§</sup>, N. G. Vasiljev<sup>1</sup>

*Lomonosov Moscow State University, 1 Leninskie Gory, Moscow 119991, Russia*

**Annotation.** A noncontact method for the determination of recombination parameters of  $p(n)$  layer local ranges of silicon  $n^+-p(n)-p^+$  structures is considered. The method is based on local illumination of the investigated structure by two different absorbed light beams. Initially both beams illuminate simultaneously one side of the local range of this structure and then another side. The intensities of the light beams are modulated at one frequency so the alternative photo-voltage becomes equal to zero. In this case the short current regime is established for its alternating component. As a consequence the nonilluminated parts of the structure do not shunt its illuminated part. The ratios of the light beam intensities are measured under these conditions.

In this work we calculated nomograms for separate determination of the nonequilibrium charge carrier lifetime of the illuminated  $p(n)$  local space and its surface recombination velocity using the measured intensity ratios. The calculations were performed at low injection level for one dimensional case. The nomograms were calculated at wave lengths of 1064 and 808 nm for various thicknesses of the  $n^+-p(n)-p^+$  structures and various modulation frequencies. It was found that the nomograms almost do not depend on the modulation frequency if the live time of the nonequilibrium charge carriers is less than the modulation period. Furthermore, we observed that the nomograms shift substantially and change their shape for thin structures if the diffusion time of nonquilibrium charge carriers from the rear side of the structure to its face side becomes less than their lifetime. In this case the nomograms may be only used for the determination of the surface recombination velocity of the nonquilibrium charge carriers at the rear side of the structure.

**Keywords:** silicon, nonequilibrium charge carriers, lifetime, surface recombination rate, solar cells

**Oleg G. Koshelev<sup>1,§</sup>:** Senior Researcher (scon282@phys.msu.ru); **Nikita G. Vasiljev<sup>1</sup>:** 5<sup>th</sup> year student (ng.vasiljev@physics.msu.ru)

§ Corresponding author

## References

1. 32th European Photovoltaic Solar Energy Conference and Exhibition (EU PVSEC 2016). Munich, 2016. URL: <https://www.eupvsec-proceedings.com/proceedings/dvd.html> (accessed 06.04.2017)
2. Takahiro Mishima, Micio Taguchi, Hitoshi Sakata, Eiji Maruyama. Development status of high-efficiency HIT solar cells. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2011, vol. 95, no. 1, pp. 18–21. DOI: 10.1016/j.solmat.2010.04.030
3. Schmidt J., Aberle A. G. Accurate method for the determination of bulk minority-carrier lifetimes of mono- and multicrystalline silicon wafers. *J. Appl. Phys.*, 1997, vol. 81, no. 9, pp. 6186–6199. DOI: 10.1063/1.364403
4. Patent US 5438276 A. Apparatus for measuring the life time of minority carriers of a semiconductor wafer. Yutaka Kawata, Takuya Kusaka, Hidehisa Hashizume, Futoshi Ojima, 1995.
5. SEMI MF1535–0707. Test method for carrier recombination lifetime in silicon wafers by noncontact measurements of photoconductivity decay by microwave reflectance. URL: <http://ams.semi.org/ebusiness/standards/SEMISTandardDetail.aspx?ProductID=211&DownloadID=942> (accessed: 23.03.2017)
6. Gaubas E., Kaniava A. Determination of recombination parameters in silicon wafers by transient microwave absorption. *Rev. Scientific Instruments*, 1996, vol. 67, no. 6, pp. 2339–2345. DOI: 10.1063/1.1146943
7. Wezep D. A., Velden M. H. L., Bosra D. M., Bosh R. C. M. MDP lifetime measurements as a tool to predict solar cell efficiency. *26th Europ. Photovoltaic Solar Energy Conf. and Exhibition. Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. Munich, 2016, pp. 1423–1428.
8. Metzger W. K. How lifetime fluctuations, grain-boundary recombination, and junctions affect lifetime measurements and their correlation to silicon solar cell performance. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 2008, vol. 92, no. 9, pp. 1123–1135. DOI: 10.1016/j.solmat.2008.04.001
9. Waldmeyer J. A contactless method for determination of carrier lifetime, surface recombination velocity, and diffusion constant in semiconductors. *J. Appl. Phys.*, 1988, vol. 63, no. 6, pp. 1977–1983. DOI: 10.1063/1.341097
10. Buczkowski A., Radzinski Z. J., Rozgonyi G. A., Shimura F. Bulk and surface components of recombination lifetime based on a two-laser microwave reflection technique. *J. Appl. Phys.*, 1991, vol. 69, no. 9, pp. 6495–6499. DOI: 10.1063/1.348857
11. Solnechnye elementy tekhnologii HIT — nashe budushchee? [Solar cells technology HIT — our future?]. URL: <http://solar-front.livejournal.com/11644.html> (accessed 06.04.2017). (In Russ.)
12. Kontsevoi Yu. A., Brashevan Yu. V., Zavadskii Yu. I., Maksimov Yu. A., Gladyshev D. A., Chernokozhin V. V. Diagnostics of silicon wafers based on measurement of parameters and the thermal radiation of solar cells. *Industrial laboratory*, 2000, vol. 66, no. 10, pp. 666–668.
13. Babajanyan A., Sargsyan T., Melikyan H., Kim Seungwan, Kim Jongchel, Lee Kiejin. Investigation of the photovoltaic effect in solar cells by using a near-field microwave microscope. *J. Korean Phys. Soc.*, 2009, vol. 55, no. 1, pp. 154–157. DOI: 10.3938/jkps.55.154
14. Koshelev O. G., Untila G. G. About the relaxation time of microwave photoconductivity in the base region of silicon solar cells under local illumination. *XII Rossiiskaya konferentsiya po fizike poluprovodnikov = Russian Conference on Semiconductor Physics*. Moscow; Ershovo, 2015. P. 380. (In Russ.)
15. Koshelev O.G. Reduction in the contrast of photoconductivity along the area of inhomogeneous  $p^+-n(p)-n^+$ -type silicon structures due to currents along the  $p^+$ - and  $n^+$ -type layers. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, 2017, vol. 81, no. 1, pp. 34–37. DOI: 10.3103/S1062873817010142
16. Koshelev O. G., Morozova V. A. A nondestructive method for measuring the photoelectric parameters of wafers with p-n junctions. *Solid-State Electronics*, 1996, vol. 39, no. 9, pp. 1379–1383. DOI: 10.1016/0038-1101(96)00040-8
17. Vasil'ev A. M., Landsman A. P. Poluprovodnikovye fotopreobrazovateli [Semiconductor photoconverters]. Moscow: Sovetskoe radio, 1971. 246 p. (In Russ.)
18. Sze S. M. Physics of Semiconductor Devices. New York (USA): Wiley, 1981. 868 p.

Received April 14, 2017