

Моделирование оптических свойств кремниевых солнечных элементов, текстурированных V-образными проникающими канавками

© Г.Г. Унтила[¶], А.П. Палов, А.Ю. Поройков, Т.В. Рахимова, Ю.А. Манкелевич,
Т.Н. Кост, А.Б. Чеботарева, В.В. Дворкин

НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119991 Москва, Россия

(Получена 22 февраля 2011 г. Принята к печати 11 марта 2011 г.)

Проведены расчеты коэффициентов отражения (R), пропускания (T) и поглощения (A) света для двух длин волн $\lambda = 1000$ и 1100 нм кремниевыми пластинами толщиной $t = 50, 100$ и 200 мкм, текстурированных проникающими V-образными канавками различной геометрии: варьировали полуширину основания канавки w (10, 20, 30 мкм) и высоту канавки d ($0 \leq d \leq t$). Если для $\lambda = 1100$ нм при увеличении аспектного отношения d/w кривая поглощения $A(d/w)$ непрерывно растет с 6.6 до 67.6%, то для $\lambda = 1000$ нм обнаружена нетривиальная зависимость $A(d/w)$: коэффициент поглощения сначала растет от 54%, достигает максимума 97% при $d/w = 3$, а затем уменьшается при $d > t/2$, причем для всех значений w . Этот эффект уменьшения поглощения с ростом d/w отличает текстурирование проникающими канавками от обычного поверхностного текстурирования. Получены распределения углов отклонения фотонов в плоскости дна канавок, представляющие собой набор δ -функций.

1. Введение

Основная задача фотовольтаики состоит в необходимости удешевления электрической энергии, вырабатываемой солнечными элементами (СЭ). Для достижения этой цели необходимо одновременно решать две противоречивые задачи.

С одной стороны, нужно повышать эффективность СЭ; в частности, в дорожной карте Европейской ассоциации фотовольтаической промышленности (EPIA) запланировано [1] к 2020 г. увеличить эффективность СЭ из монокристаллического (мультикристаллического) кремния с 16.5 (14.5) до 20% (18%). С другой стороны, необходимо снижать стоимость СЭ. В настоящее время более половины цены кремниевого солнечного модуля составляет стоимость исходных кремниевых пластин [2], поэтому наблюдается тенденция к переходу на более тонкие пластины мультикристаллического кремния (EPIA планирует снизить толщину кремниевых СЭ до 100 мкм к 2020 г.), изготовленного из дешевого и соответственно более низкого качества сырья, в частности металлургического кремния глубокой очистки [3]. Этот материал характеризуется низкой диффузионной длиной неравновесных носителей заряда, что приводит к уменьшению эффективности СЭ, изготовленных с использованием традиционных конструкций и технологий. Именно по этой причине в последнее время повышен интерес к разработке новых конструкций и технологий изготовления СЭ, которые могли бы обеспечить высокую эффективность СЭ из низкого качества кремния.

Для преодоления проблем, вызванных низкой диффузионной длиной, более 30 лет назад была предложена конструкция СЭ с проникающим эмиттером [4]

в виде параллельных глубоких вертикальных канавок. Работы в этом направлении заметно интенсифицировались после теоретических расчетов [5], которые показали преимущество проникающего эмиттера (расчет был выполнен для радиального p - n -перехода) перед планарным. На экспериментальном уровне проникающий эмиттер формировали, в частности, химическим травлением глубоких пор (porous silicon) [6], а также созданием матрицы разнообразных трехмерных структур — столбчатых (pillar), нитевидных (wire) [7], усов (whickers), штырей (rods) [8] — различными методами: лазерным [9], химическим травлением [10], ПЖК (пар-жидкость-кристалл) [11,12], реактивным ионным травлением [12,13].

Однако формирование проникающего эмиттера приводит к увеличению площади p - n -перехода и соответственно пропорциональных площади рекомбинационных токов: на самой поверхности, в эмиттере и в области пространственного заряда. В результате даже при больших токах короткого замыкания J_{sc} получают низкие значения напряжения холостого хода U_{oc} : например, $J_{sc} = 37$ мА/см² и $U_{oc} = 544$ мВ в работе [10], а в работе [9] при токе $J_{sc} = 39.2$ мА/см² величина U_{oc} составила всего 507 мВ. Специальное исследование [12] обнаружило уменьшение U_{oc} на 61 мВ при увеличении площади в 10 раз. Поэтому, если исходить из негативного влияния увеличения площади p - n -перехода, двумерные структуры (канавки, стенки) [14,15] оказываются предпочтительнее трехмерных (поры, столбики).

Текстурирование поверхности СЭ является обязательной технологической операцией при создании современных и перспективных конструкций СЭ [16–18]. Текстурирование должно обеспечить увеличение коэффициента поглощения света (A) в СЭ за счет уменьшения коэффициентов отражения (R) и пропускания (T). Умень-

[¶] E-mail: GUntila@mics.msu.su

шения T добиваются путем эффективного перенаправления падающего излучения преимущественно вдоль поверхности СЭ. Этот эффект обеспечивает увеличение длины оптического пути, а также меньшее расстояние от области генерации электронно-дырочных пар до эмиттера, тем самым повышая длинноволновую чувствительность [19,20], что также позволяет снизить требования к качеству исходного кристаллического кремния. Наконец, увеличение угла входа излучения в объем СЭ способствует полному внутреннему отражению света от тыльной поверхности и таким образом приводит к эффекту „пленения света“.

Моделирование оптических свойств текстурированной поверхности СЭ проводили для различных топологий и геометрических форм структур на кремнии [21–23]. При моделировании иногда даже учитывали нерегулярность текстуры введением специальных правочных рандомизирующих функций [24–26]. Однако анализ литературы показывает, что для проникающего эмиттера моделирование оптических свойств проведено не было, поскольку при исследовании влияния аспектного отношения, например для различных пирамид (конических, гексагональных, квадратных, треугольных), высота пирамид была фиксированной и значительно меньшей толщины СЭ [23]. В случае же проникающего эмиттера глубина структур сопоставима с толщиной СЭ и поэтому полученные ранее результаты использованы быть не могут.

Данная работа направлена на то, чтобы восполнить этот пробел, в частности исследуются оптические свойства (отражение, пропускание и поглощение) кремниевых СЭ с поверхностью, текстурированной V-образными канавками [27], в зависимости от аспектного отношения канавок, а также от толщины кремниевой пластины. Выбор именно этой формы текстуры обусловлен тем, что она приводит к минимальному увеличению площади поверхности СЭ. Этого вида структуры изготавливают, например, методом механического текстурирования системой соосных абразивных дисков или проволоочной резкой [28–30].

2. Модель для расчета оптических свойств кремниевых солнечных элементов с V-образными канавками

Моделирование отражения, преломления и поглощения лучей света проводилось согласно схеме, изображенной на рис. 1. Верхняя поверхность СЭ имеет профиль, периодичный в направлении y , бесконечно распространяющийся в направлении z , что делает задачу расчета оптических характеристик двумерной. На границах АВ и DE были использованы периодические граничные условия. Функция распределения падающих лучей по углам на входе в рассматриваемую область задавалась δ -функцией с углом 0° относительно оси x . Комплексный показатель преломления в первой среде (вакуум) принимался равным 1 ($m_1 = n_1 - ik_1 = 1$), а во

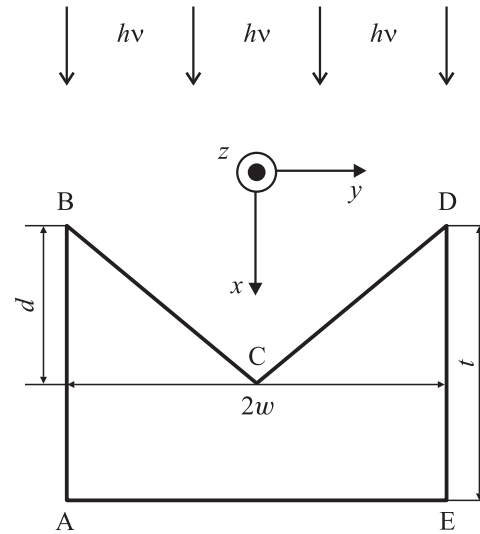


Рис. 1. Геометрия моделируемой структуры.

второй среде (кремний) — $m_2 = n_2 - ik_2$, где показатель поглощения определяется формулой

$$k_2 = \frac{\kappa\lambda}{4\pi}, \tag{1}$$

здесь κ — коэффициент поглощения в 1/нм, n_2 — показатель преломления, λ — длина волны света в нм. Поскольку для кремния в исследуемом диапазоне длин волн $n_2 \gg k_2$, то для описания границы раздела двух сред использовали модель двух непоглощающих сред, а коэффициент поглощения в кремнии использовали лишь для описания потерь излучения внутри пластины. Все расчеты выполняли в приближении линейной оптики, поскольку исследуемые длины волн были минимум в 50 раз меньше геометрических размеров расчетной области.

Цель оптимизации — получение максимального коэффициента поглощения инфракрасных фотонов для кремниевой пластины с модифицированной поверхностью. Оптимизацию проводили по двум параметрам: по полуширине канавки w и по ее аспектному отношению d/w , которое считали как отношение глубины канавки d к ее полуширине w .

Все расчетные соотношения для неполяризованного света были взяты из теории классической оптики. При падении луча света на внутреннюю границу пластины для углов, больших величины θ_c , которую рассчитывали на основе выражения

$$\sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1}, \tag{2}$$

моделировали полное внутреннее отражение. Для границы кремний–вакуум значение этого параметра составляет $\theta_c = 16.27^\circ$ (16.4°) для длины волны 1000 нм (1100 нм).

Суммарный коэффициент отражения для исследуемой области рассчитывали как среднее арифметическое от

коэффициентов отражения, полученных для N стартовых позиций луча, равномерно распределенных при $x = 0$ по y в интервале $0 - y_{\max}$:

$$R_{\text{tot}} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N R(y_j). \quad (3)$$

3. Алгоритмы вычислений

Для моделирования отражения, преломления и поглощения луча использовали метод трассировки лучей. 1000 начальных лучей стартовали параллельно оси x с позиций, равномерно распределенных на отрезке ВД. Минимальную интенсивность, при которой прекращали отслеживание траектории луча, задавали в диапазоне $0.001 - 0.0001$, чтобы обеспечить расчет коэффициентов прохождения и отражения с точностью до четырех значащих цифр.

При прохождении границы раздела двух сред генерировали два луча, за исключением случаев полного внутреннего отражения. Первичным лучом считали отраженный луч, а преломленный луч всегда рассматривали как вторичный. Отслеживание траекторий лучей прекращали, во-первых, при выходе луча за пределы рассматриваемой области, во-вторых, когда интенсивность луча становилась меньше минимальной. При многократном прохождении лучом границы раздела формировали массив параметров вторичных лучей. После прекращения моделирования траектории первого луча моделировали траектории второго, третьего и т.д. лучей до тех пор, пока количество лучей в массиве не становилось равным нулю, при этом использовали части программ, разработанных ранее в работах [31–33]. Моделирование проводили для двух длин волн света 1000 и 1100 нм, для которых результаты расчета максимально чувствительны к оптической длине пути света в пластине. Типичное количество учтенных вторичных лучей для каждого стартового луча с длиной волны 1000 нм и минимальной интенсивности 0.001 было 2–3, а для длины волны 1100 нм было 9–10.

4. Результаты и их обсуждение

4.1. Влияние толщины кремниевой пластины на оптические коэффициенты

Рис. 2 показывает формирование коэффициентов отражения R , пропускания T и поглощения A в зависимости от аспектного отношения для трех толщин пластины: $t = 200, 100$ и 50 мкм. Расчет проведен для полуширины канавки $w = 10$ мкм и для света с длиной волны $\lambda = 1000$ нм. При расчете глубину канавки варьировали от 0 до толщины пластины, когда дно канавки достигает тыльной стороны. Поэтому для пластин толщиной 200, 100 и 50 мкм максимальное аспектное отношение составляет соответственно 20, 10 и 5.

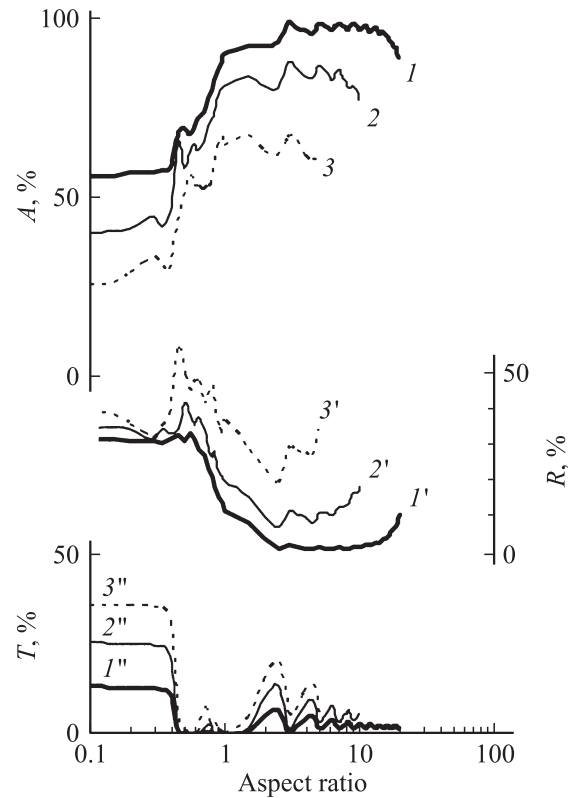


Рис. 2. Зависимости коэффициентов поглощения A ($1, 2, 3$), отражения R ($1', 2', 3'$) и пропускания T ($1'', 2'', 3''$) кремниевой пластины от аспектного отношения V-образных канавок полушириной 10 мкм для длины волны света $\lambda = 1$ мкм и трех толщин пластины: $t = 200$ ($1, 1', 1''$), 100 ($2, 2', 2''$), 50 мкм ($3, 3', 3''$).

Из рис. 2 хорошо видно, что текстурирование V-образными проникающими канавками позволяет значительно увеличить поглощение света. Заметим, что резкое уменьшение коэффициента пропускания и соответственно изменение остальных параметров происходят при аспектном отношении ~ 0.4 .

Этот эффект имеет простой физический смысл. Луч света, попадая из вакуума на стенку канавки, преломляется и падает на тыльную поверхность под некоторым углом. Если этот угол не меньше величины $\arcsin(1/n_2)$, то происходит полное внутреннее отражение. Величина аспектного отношения канавки $(d/w)^*$, при котором угол падения луча на тыльную поверхность равен углу полного внутреннего отражения, может быть вычислена по формуле

$$(d/w)^* = n_2 \cos \left(\arcsin \frac{1}{n_2} \right) \quad (4)$$

и для $\lambda = 1000$ нм (1100 нм) составляет 0.412 (0.417).

При толщине 200 мкм поглощение увеличивается в 1.8 раза от 54 до 97% уже при аспектном отношении $d/w = 3$. Поскольку 97% света с длиной волны 1 мкм поглощается в слое кремния толщиной 530 мкм, то

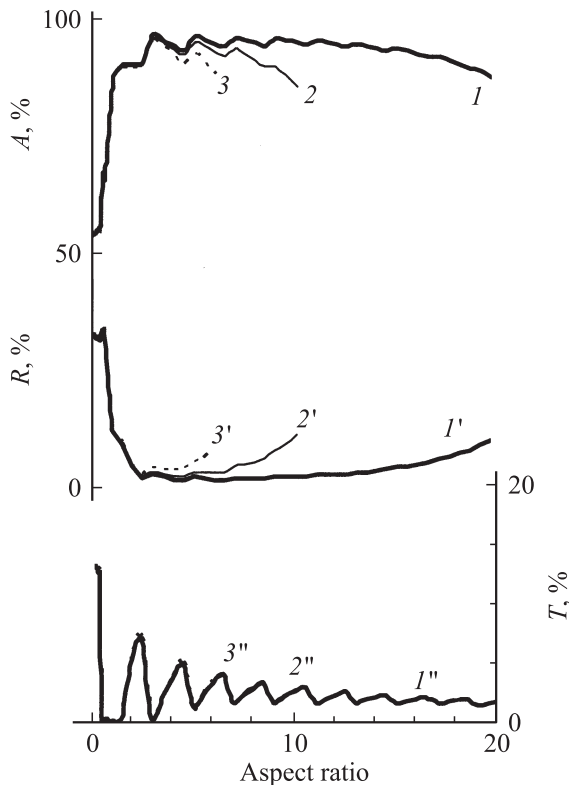


Рис. 3. Зависимости коэффициентов поглощения A (1, 2, 3), отражения R (1', 2', 3') и пропускания T (1'', 2'', 3'') кремниевой пластины от аспектного отношения V-образных канавок для длины волны падающего света $\lambda = 1$ мкм и трех значений полуширины канавки $w = 10$ (1, 1', 1''), 20 (2, 2', 2''), 30 мкм (3, 3', 3'').

получается, что эффективная длина пути света L_{opt} в пластине в 2.65 раза больше, чем ее толщина. В диапазоне $d/w = 3-10$ поглощение практически постоянно, а при $d/w > 10$, т.е. после того, как глубина канавки превысит половину толщины пластины, поглощение уменьшается: оно равно 87% при $d/w = 20$, когда дно канавки достигает тыльной стороны. Уменьшение поглощения происходит за счет увеличения отражения, что физически понятно, поскольку на тыльной поверхности в основном происходит полное внутреннее отражение.

Для толщин 100 и 50 мкм закономерности качественно идентичны: с ростом d/w поглощение при $t = 100$ мкм (50 мкм) сначала увеличивается в 2.2 (2.7) раза с 39 (24) до 86% (65%), т.е. эффективная длина пути света в 3 (3.3) раза больше толщины пластины. Когда дно канавки пересекает середину пластины, поглощение уменьшается и достигает 69% (59%) при максимальном d/w .

4.2. Влияние ширины V-образной канавки на оптические коэффициенты

Влияние полуширины основания V-образной канавки на оптические коэффициенты исследовали, измеряя их

зависимость от аспектного отношения для трех значений w : 10, 20 и 30 мкм (рис. 3).

Моделирование показало, что при одинаковых аспектных отношениях рассчитываемые коэффициенты пропускания света с $\lambda = 1000$ нм остаются практически неизменными при изменении полуширины основания канавки в интервале 10–30 мкм. Максимальное поглощение наблюдается при $d/w = 3$ для всех трех кривых; увеличение отражения и соответственно уменьшение поглощения начинают происходить, когда дно канавки пересекает середину пластины. При максимальном d/w , равном 20, 10 и 6.7 для полуширин канавки 10, 20 и 30 мкм соответственно, оптические параметры структур практически идентичны.

4.3. Сравнение оптических коэффициентов для длин волн 1000 и 1100 нм

Коэффициент преломления кремния для длины волны 1000 нм равен 3.57, а коэффициент поглощения равен 64 см^{-1} , в то время как для длины волны 1100 нм коэффициенты равны 3.54 и 3.5 см^{-1} соответственно. Существенной является лишь разница в коэффициенте поглощения, и именно она определяет различное поведение коэффициентов отражения и пропускания, рассчитанных для кремниевой пластины толщиной 200 мкм с V-образными канавками полушириной 10 мкм.

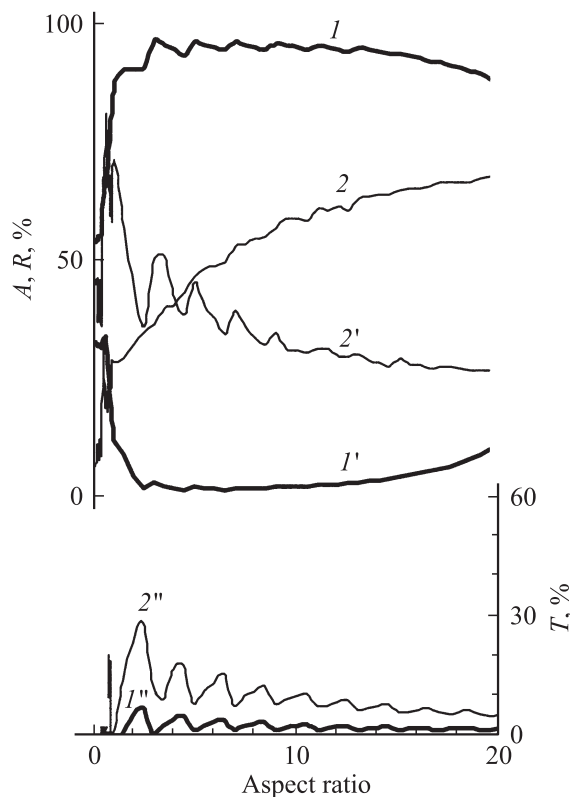


Рис. 4. Зависимости коэффициентов поглощения A (1, 2), отражения R (1', 2') и пропускания T (1'', 2'') кремниевой пластины от аспектного отношения V-образных канавок для длины волны падающего света $\lambda = 1$ (1, 1', 1'') и 1.1 мкм (2, 2', 2'').

Как видно из рис. 4, коэффициенты R и T для $\lambda = 1100$ нм заметно превышают соответствующие коэффициенты для $\lambda = 1000$ нм. Кроме того, по характеру зависимости от аспектного отношения они качественно отличаются друг от друга. Если для 1000 нм отражение резко падает уже при аспектном отношении 3 и далее начинает медленно увеличиваться при $d/w > 10$, то для 1100 нм отражение продолжает спадать вплоть до максимального d/w .

Поведение кривых поглощения света также сильно различается. Если для 1000 нм поглощение достигает максимума при $d/w = 3$ и затем уменьшается при $d > t/2$, то для 1100 нм поглощение увеличивается в 10 раз с 6.6% при $d/w = 0$ до 67.6% при $d/w = 20$, и, очевидно, максимума оно не достигает.

4.4. Распределение углов отклонения фотонов при многократных отражениях

Интересным фактом является наблюдаемая периодичность коэффициентов R и T с периодом аспектного отношения ~ 2 . Для изучения этого явления угловое распределение фотонов с длиной волны 1100 нм было рассчитано как функция модуля угла отклонения фотона от оси x в плоскости дна канавок. Результаты расчетов для аспектных отношений 1 и 2 представлены на рис. 5.

Для аспектного отношения, равного 1, угловое распределение содержит лишь два заметных пика: первый соответствует углу преломления луча на границе вакуум–кремний, второй определяется отражением луча от границы вакуум–кремний с последующим преломлением на границе вакуум–кремний. В обоих случаях угол отклонения превышает значение критического угла (16°) для полного внутреннего отражения на границе кремний–вакуум. В результате мы имеем полное

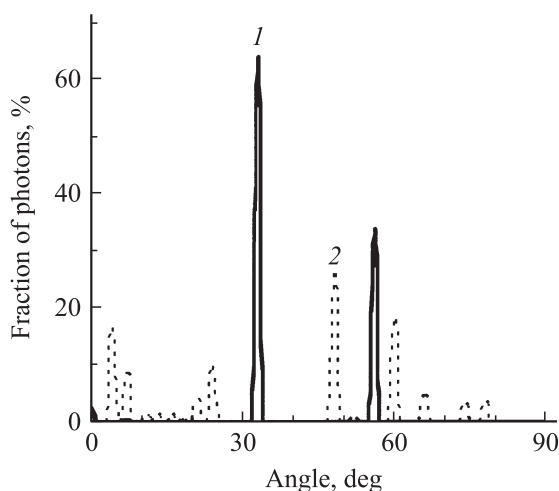


Рис. 5. Угловое распределение фотонов относительно оси x в плоскости дна V-образных канавок при аспектном отношении $d/w = 1$ (1) и 2 (2). Длина волны света $\lambda = 1100$ нм, толщина пластины кремния $t = 200$ мкм, полуширина канавки $w = 10$ мкм.

внутреннее отражение и, как следствие, минимальный коэффициент прохождения и максимальный коэффициент отражения. Следует заметить, что ширина пиков углового распределения фотонов определяется лишь шагом сетки вычислений по углам отклонения фотонов, которая в нашем случае составляла 1° .

Для аспектного отношения 2 заметное количество фотонов, а именно 28%, имеет угол отклонения, меньший критического угла, что и обусловило увеличение T и уменьшение R при $d/w = 2$.

5. Заключение

Проведено моделирование коэффициентов отражения, пропускания и поглощения фотонов с длинами волн 1000 и 1100 нм для кремниевых пластин толщиной 50, 100 и 200 мкм с текстурированной V-образными проникающими канавками лицевой поверхностью и гладкой тыльной поверхностью. При фиксированном значении полуширины основания канавки w (10, 20 или 30 мкм) глубина канавки d варьировалась в диапазоне от нуля до максимально возможного значения, равного толщине пластины, что приводило к изменению аспектного отношения канавки d/w . Обнаружены важные закономерности в поведении коэффициентов отражения, пропускания и поглощения при таком изменении геометрии образцов.

Если для длины волны света $\lambda = 1100$ нм поглощение непрерывно увеличивается с ростом аспектного отношения канавки с 6.6% при $d/w = 0$ до 67.6% при максимальном значении $d/w = 20$, то для длины волны $\lambda = 1000$ нм зависимость $A(d/w)$ проходит через максимум. Как правило, максимальное значение поглощения достигается при аспектном отношении $d/w = 3$ и начинает уменьшаться, когда дно канавки пересекает середину пластины. Этого эффекта можно было ожидать, поскольку в случае проникающих канавок увеличение ее глубины приводит к значительному уменьшению объема поглощающего кремния, который в пределе при максимальном аспектном отношении уменьшается вдвое. Заметим, что в случае, когда аспектное отношение увеличивалось за счет уменьшения ширины основания фигуры при ее фиксированной высоте, максимума на кривых $A(d/w)$ не наблюдалось [23]. Таким образом, по-видимому, именно эта причина уменьшения поглощения с ростом аспектного отношения, обнаруженного для длины волны света 1000 нм, является отличительным свойством текстурирования проникающими канавками по сравнению с обычным поверхностным текстурированием, когда высота текстурирующих структур много меньше толщины кремниевой пластины.

Полезным результатом является также тот факт, что одинаково большое поглощение света 97% (на длине волны 1000 нм) может быть получено с использованием канавок разной ширины (10, 20 и 30 мкм), если при этом аспектное отношение $d/w \approx 3$.

Очевидно, что уменьшение толщины пластины приводит к уменьшению поглощения света. Однако эффект увеличения длины оптического пути света L_{opt} в тонких пластинах даже заметно сильнее, чем в толстых. Так, если для пластины толщиной $t = 200$ мкм отношение L_{opt}/t составляет 2.65, то при $t = 100$ мкм эта величина увеличивается до 3, а при $t = 50$ мкм достигает значения 3.3.

Обнаружено, что при $d/w > 1$ кривые $T(d/w)$ и $R(d/w)$ имеют пульсирующую составляющую с периодом $d/w = 2$, при этом коэффициенты отражения и пропускания изменяются в противофазе. Возможно, этот эффект связан с угловым распределением отклонений фотонов в плоскости дна канавок, которое представляет собой набор δ -функций. Такой вид этих распределений принципиально возможен в линейной текстуре, когда плоскость распространения фотона остается неизменной, а направление его распространения изменяется дискретно.

Поскольку $A(d/w)$ для $\lambda = 1000$ нм имеет максимум, а для $\lambda = 1100$ нм непрерывно увеличивается, то для оптимизации аспектного отношения канавок с целью максимизации поглощения в кремниевом СЭ необходимо провести соответствующие расчеты во всем диапазоне спектральной чувствительности СЭ, что будет предметом следующей работы.

Работа была выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (Госконтракт № 02.740.11.0055) в рамках государственной поддержки, ведущих научных школ (НШ-3322.2010.2) и при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 10-08-01171).

Авторы выражают благодарность А.Ф. Яремчуку за ценные обсуждения в ходе подготовки статьи.

Список литературы

- [1] G.P. Willeke. *Proc. 19th Europ. Photovolt. Solar Energy Conf.* (Paris, France, 2004) p. 1.
- [2] R. Einhaus, D. Sarti, S. Pleier, M. Blum, P.J. Ribeyron, F. Duran. *Proc. 16th Europ. Photovolt. Solar Energy Conf.* (Glasgow, UK, 2000).
- [3] V. Hoffmann, K. Petter, J. Djordjevic-Reiss, E. Enebak, J.T. Hakedal, R. Tronstad, T. Vlasenko, I. Buchovskaja, S. Beringov, M. Bauer. *Proc. 23rd Europ. Photovolt. Solar Energy Conf.* (Valencia, Spain, 2008) p. 1117.
- [4] J. Lindmayer, C. Wrigley. *Proc. 12th IEEE Photovolt. Spec. Conf.* (1976) 1:30.
- [5] B.M. Kayes, H.A. Atwater, N.S. Lewis. *J. Appl. Phys.*, **97**, 114302 (2005).
- [6] H.J. Lewerenz, M. Aggour, T. Stempel, M. Lublow, J. Grzanna, K. Skorupska. *J. Electroanal. Chem.*, **619–620**, 137 (2008).
- [7] K.-Q. Peng, S.-T. Lee. *Adv. Mater.*, **20**, 1 (2010).
- [8] K.-P. Kim, S. Li, H.-K. Lyu, S.-H. Woo, S.K. Lim, D. Chang, H.S. Oh, D.-K. Hwang. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **49**, 056503 (2010).
- [9] V.V. Iyengar, B.K. Nayak, M.C. Gupta. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **94**, 2251 (2010).
- [10] D. Kumar, S.K. Srivastava, P.K. Singh, M. Husain, V. Kumar. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, (2010) doi.org/10.1016/j.solmat.2010.04.024.
- [11] M.D. Kelzenberg, S.W. Boettcher, J.A. Petykiewicz, D.B. Turner-Evans, M.C. Putnam, E.L. Warren, J.M. Spurgeon, R.M. Briggs, N.S. Lewis, H.A. Atwater. *Nature Mater.*, **9**, 239 (2010).
- [12] B.M. Kayes, M.A. Filler, M.D. Henry, J.R. Maiolo, M.D. Kelzenberg, M.C. Putnam, J.M. Spurgeon, K.E. Plass, A. Scherer, N.S. Lewis, H.A. Atwater. *Proc. 33rd Photovolt. Spec. Conf.* (San Diego, CA, 2008).
- [13] H.P. Yoon, Y.A. Yuwen, C.E. Kendrick, G.D. Barber, N.J. Podraza, J.M. Redwing, T.E. Mallouk, C.R. Wronski, T.S. Mayer. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 213503 (2010).
- [14] D.L. Kendall. *Appl. Phys. Lett.*, **25** (4), 195 (1975).
- [15] E.V. Astrova, G.V. Fedulova. *J. Micromech. Microeng.*, **19**, 095009 (2009).
- [16] U. Gangopadhyay, S.K. Dutta, H. Saha. *Texturization and Light Trapping in Silicon Solar Cells* (N.Y., Nova Science Publishers, 2009).
- [17] M. Halbwax, T. Sarnet, Ph. Delaporte, M. Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, V. Vervisch, I. Perichaud, S. Martinuzzi. *Thin Solid Films*, **516**, 6791 (2008).
- [18] M. Abbott, J. Cotter. *Progr. Photovolt.: Res. Appl.*, **14**, 225 (2006).
- [19] J.C. Zolper, S. Narayanan, S.R. Wenham, M.A. Green. *Appl. Phys. Lett.*, **55**, 2363 (1989).
- [20] A. Poroykov, G. Untila, T. Kost, A. Chebotareva, M. Timofeyev, M. Zaks, A. Sitnikov, O. Solodukha, O. Novodvorsky, E. Khaydukov, D. Zuev. *Proc. 25th Europ. Photovolt. Solar Energy Conf.* (Valencia, Spain, 2010) p. 2584.
- [21] Z. Xiong, F. Zhao, J. Yang, X. Hu. *Appl. Phys. Lett.*, **96**, 181903 (2010).
- [22] T. Yagi, Y. Uraoka, T. Fuyuki. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **90**, 2647 (2006).
- [23] X.-S. Hua, Y.-J. Zhang, H.-W. Wang. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **94**, 258 (2010).
- [24] D. Dominé, F.-J. Haug, C. Battaglia, C. Ballif. *J. Appl. Phys.*, **107**, 044504 (2010).
- [25] K. Jäger, M. Zeman. *Appl. Phys. Lett.*, **95**, 171108 (2009).
- [26] K. Jäger, O. Isabella, L. Zhao, M. Zeman. *Phys. Status Solidi C*, **7** (3–4), 945 (2010).
- [27] Y.G. Xiao, M. Lestrade, Z.Q. Li, Z.M.S. Li. *Proc. SPIE*, **6651** (2007).
- [28] G. Willeke, H. Nussbaumer, H. Bender, E. Bucher. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **26**, 345 (1992).
- [29] H. Bender, J. Szlufcik, H. Nussbaumer, G. Palmers, O. Evrard, J. Nijs, R. Mertens, E. Bucher, G. Willeke. *Appl. Phys. Lett.*, **62**, 2941 (1993).
- [30] M. Spiegel, C. Gerhards, F. Huster, W. Jooss, P. Fath, E. Bucher. *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, **74**, 175 (2002).
- [31] A.P. Palov, V.V. Pletnev, V.G. Telkovski. *Vacuum*, **44**, 901 (1993).
- [32] A. Palov, H. Fujii, S. Hiro. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **37**, 6170 (1998).
- [33] A.P. Palov, Yu.A. Mankelevich, T.V. Rakhimova, D. Shami-ryan. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**, 075203 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

Simulation of optical properties of silicon solar cells textured with penetrating V-grooves

G.G. Untila, A.P. Palov, A.Yu. Poroykov,
T.V. Rakhimova, Yu.A. Mankelevich, T.N. Kost,
A.B. Chebotareva, V.V.Dvorkin

D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics,
M.V. Lomonosov Moscow State University,
119991 Moscow, Russia

Abstract Simulation of the reflectance R , transmittance T and absorbance A was carried out at the light wavelengths $\lambda = 1000$ and 1100 nm for the silicon wafers of thicknesses $t = 50, 100$ and $200 \mu\text{m}$, textured by penetrating V-grooves with the half-width of groove bottom $w = 10, 20$ and $30 \mu\text{m}$ and the height d varied from 0 to t . If for $\lambda = 1100$ nm the increasing of the aspect ratio d/w leads to continuous growth of A from 6.6 up to 67.6% , then for $\lambda = 1000$ nm unusual behavior of the dependence $A(d/w)$ occurs: the initial growth from 54 up to the maximum 97% at $d/w = 3$ is followed by the drop for $d > t/2$, for all w values. This effect of the absorbance decrease with d/w rise distinguishes the texturization with penetrating V-grooves from the typical surface texturization. The angular distributions of the deviation of photons in the plane of the groove base are obtained, being δ -function set.