

Особенности динамических акустоиндуцированных изменений фотоэлектрических параметров кремниевых солнечных элементов

© О.Я. Олих[¶]

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко,
01601 Киев, Украина

(Получена 11 ноября 2010 г. Принята к печати 23 ноября 2010 г.)

Представлены результаты экспериментального изучения работы кремниевых солнечных элементов в условиях динамического ультразвукового нагружения. На основе анализа вольт-амперных характеристик исследованы зависимости тока короткого замыкания, напряжения холостого хода, максимальной выходной мощности, шунтирующего сопротивления, обратного тока и напряжения пробоя от деформации, связанной с акустическими волнами различных частот. Проанализированы возможные механизмы акустического влияния, в частности рассмотрены акустоиндуцированные перестройка рекомбинационных центров (например, комплексов $V_S O_{2i}$) и ионизация уровней, связанных с протяженными дефектами в области p - n -перехода.

1. Введение

Как известно, одним из путей улучшения рабочих характеристик полупроводниковых структур и приборов является контролируемая модификация их дефектной подсистемы, так называемая инженерия дефектов. Безусловно, наиболее распространенными методами достижения этих целей являются радиационное облучение и термическая обработка. Однако эти способы не лишены недостатков, что стимулирует интерес к изучению альтернативных путей влияния на дефекты. В частности, в последнее время достаточно широкий интерес вызывает использование для таких целей ультразвуковых (УЗ) волн [1]. Например, были обнаружены эффекты как УЗ влияния на дефектную подсистему полупроводниковых материалов (перегруппировка дефектов [2,3], низкотемпературный отжиг радиационных дефектов [4], упорядочение комплексов и нанокластеров [3,5]), так и акустоиндуцированного (АИ) изменения интегральных свойств полупроводниковых барьерных структур [6,8]. Однако накопленных экспериментальных результатов недостаточно и для технологического применения УЗ, и для полного понимания физики всех процессов, происходящих в полупроводнике при распространении акустических волн. Кроме того, подавляющее большинство работ посвящено необратимым, остаточным эффектам акустического влияния. В то же время малоизученными, но интересными, остаются эффекты, проявляющиеся лишь в процессе УЗ нагружения (УЗН) и исчезающие после его прекращения [9]. А ведь именно такие динамические явления могут быть использованы для создания нового класса акустоуправляемых полупроводниковых устройств.

Целью данной работы является экспериментальное изучение особенностей функционирования кремниевых солнечных элементов (СЭ) в условиях УЗН и выяснение механизмов акустического влияния на фотоэлектрические характеристики Si-структур с p - n -переходом. Выбор подобных структур определялся, с одной стороны,

их широким применением в различных областях, а с другой — их хорошей изученностью, что, в свою очередь, позволяло сузить круг возможных механизмов акустодефектного взаимодействия.

2. Методика исследований

Исследованные структуры состояли из подложки Cz- p -Si, полученной методом Чохральского (Cz), легированной бором ($p = 1.25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) толщиной $d_p = 300 \text{ мкм}$, на которой путем имплантации ионов фосфора создан слой с электронной проводимостью ($n \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$, толщина $d_n \approx 0.5 \text{ мкм}$). На поверхностях СЭ сформированы алюминиевые контакты: сплошной на p -области и контактная сетка на n -области. Площадь образцов $S_s \approx 1 \text{ см}^2$.

В работе проводились измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) СЭ в различных условиях. Для этого использовалась установка на основе аналого-цифрового преобразователя ADA-1282. Она позволяла измерять прямые и обратные ветви ВАХ в диапазоне изменения силы постоянного тока I от $3 \cdot 10^{-10}$ до 10^{-3} А с шагом по напряжению $V = 0.01 \text{ В}$. Измерение ВАХ проводилось в следующих условиях:

1. При измерении температуры образцов в диапазоне 290–330 К.

2. Когда образец находился в темноте или при монохроматическом (с длиной волны λ , равной 900 или 600 нм) освещении со стороны n -слоя. Выбор монохроматического освещения, как и выбор значений λ , был обусловлен целью локализации области фотогенерации носителей, а именно: при $\lambda = 600 \text{ нм}$ эффективная глубина поглощения света кремнием $d_\lambda \approx 2 \text{ мкм}$, что соизмеримо как с d_n , так и с шириной p - n -перехода d_{pn} ($\sim 0.9 \text{ мкм}$). Следовательно, фотогенерация будет происходить как в n -слое, так и в области самого p - n -перехода и в базе диода. В то же время при $\lambda = 900 \text{ нм}$ $d_\lambda \approx 25 \text{ мкм}$ и в этом случае можно учитывать только генерацию носителей в глубине p -области, вдали от области пространственного заряда.

[¶] E-mail: olikh@univ.kiev.ua

Параметры солнечного элемента без ультразвукового нагружения

| Параметр | Освещение λ , нм | Температура, К | |
|--------------------------|--------------------------|----------------|-------|
| | | 290 | 320 |
| V_{oc} , В | 900 | 0.275 | 0.193 |
| | 600 | 0.130 | 0.059 |
| I_{sc} , 10^{-5} А | 900 | 16.0 | 18.5 |
| | 600 | 1.87 | 1.82 |
| P_m , 10^{-6} Вт | 900 | 21.4 | 15.8 |
| | 600 | 0.82 | 0.31 |
| E_T , эВ | Отсутствует | 0.070 | 0.070 |
| I_0 , 10^{-6} А | — | 2.1 | 8.2 |
| R_{sh} , 10^4 Ом | — | 2.3 | 1.3 |
| V_b , В | — | 4.7 | 4.8 |
| $I_{R,2V}$, 10^{-4} А | — | 1.2 | 1.8 |

3. В акустически нагруженных образцах. Для УЗН использовались сменные пьезопреобразователи, которые позволяли последовательно возбуждать в структурах продольные волны с частотой f_{us} , равной 4.1, 8.0 и 26.1 МГц. Методика УЗН описана в работе [10]. Поскольку при интенсивности УЗН $W_{us} > 1$ Вт/см² в подсистеме дефектов кремния могут происходить необратимые изменения [3,4], в нашем случае возбуждались волны с $W_{us} < 0.8$ Вт/см², что соответствует относительной деформации в УЗ волне

$$\epsilon_{us} = \sqrt{2W_{us}/\rho_{Si}v_{us}^3} < 3.5 \cdot 10^{-6},$$

где ρ_{Si} — плотность кремния, v_{us} — скорость звука.

Измеренная прямая ветвь ВАХ образца, находящегося в темноте, аппроксимировалась стандартной [11] формулой

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{E_T}\right) - 1 \right] + \frac{V}{R_{sh}}, \quad (1)$$

где I_0 — ток насыщения, E_T — характеристическая энергия, R_{sh} — шунтирующее сопротивление, q — элементарный заряд. Аппроксимация по методу наименьших квадратов с использованием статистических весовых коэффициентов позволяла определить I_0 , E_T и R_{sh} . По виду ВАХ, измеренной при освещении, по стандартной методике [11] определялись напряжение холостого хода V_{oc} , ток короткого замыкания I_{sc} и максимальная выходная мощность P_M . Сама ВАХ в этом случае описывается выражением

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{qV}{E_T}\right) - 1 \right] + \frac{V}{R_{sh}} - I_{sc}. \quad (1a)$$

В качестве параметра, характеризующего СЭ при обратном смещении, использовалось значение обратного тока при $|V| = 2$ В — $I_{R,2V}$. Кроме того, анализ ВАХ позволял определить величину напряжения пробоя V_b . Значения вышеуказанных параметров в отсутствие УЗН приведены в таблице.

Цель работы — исследование влияния на параметры полупроводниковой структуры именно знакопеременной деформации, поэтому необходимо было:

а) исключить проникновение в образец пьезоэлектрического поля (обеспечивалось за счет экранирования пьезоэлемента [10]);

б) разделить влияние УЗ и нагрева, сопровождающего УЗН.

Для выполнения второго пункта использовалась специальная процедура измерений и обработки результатов, состоящая из следующей последовательности шагов:

1. Проводились измерения ВАХ в диапазоне 290–330 К с шагом 1.5 К и определялась температурная зависимость параметра P (где P — это V_{oc} , I_{sc} , P_M , I_0 , E_T , R_{sh} , $I_{R,2V}$, V_b) в условиях беззвукового нагрева образца — $P = f(T)$.

2. Во время УЗН для каждого значения $\epsilon_{us}(W_{us})$ в условиях установившейся температуры (через ~ 40 мин после начала УЗН) определялось значение искомого параметра P^{us} и измерялась температура образца T^{us} . Эксперименты показали, что АИ нагрев не превышал 20°С при максимальных значениях ϵ_{us} .

3. Используя найденные зависимости $P = f(T)$ и значения T^{us} , рассчитывалась величина параметра P^T , которая соответствует данной температуре без УЗН ($P^T = f(T^{us})$).

4. В качестве количественного показателя влияния УЗ рассматривались величины абсолютных $\Delta P = P^{us} - P^T$ или относительных $\epsilon P = (P^{us} - P^T)/P^T$ изменений параметров, учитывающие поправки на нагрев, т. е. допускался аддитивный характер температурных и АИ изменений параметров СЭ, что оправдано небольшим интервалом изменения температуры при УЗН.

5. Для проверки обратимости АИ изменений и допустимости принятой процедуры после прекращения УЗН образец повторно нагревался до T^{us} и измерялась величина параметра $P^{T'}$. Как показали эксперименты, представленные в разделах 3 и 5 результаты практически совпадали ($P^T \approx P^{T'}$).

3. Основные результаты и их обсуждение

3.1. Механизм токопереноса

Очевидно, что строгий анализ влияния внешних факторов (в частности, УЗ) на параметры токопрохождения может быть выполнен лишь опираясь на механизмы зарядопереноса в данной структуре. Исследование температурных зависимостей ВАХ в отсутствие УЗН позволило определить эти механизмы. Так, экспериментально было обнаружено, что в исследуемом температурном диапазоне величина E_T практически не зависит от температуры ($E_T = (0.070 \pm 0.003)$ эВ), в то время как I_0

экспоненциально возрастает:

$$I_0 = I_{00} \exp(\chi T), \quad (2)$$

где I_{00} и χ — константы, также не зависящие от температуры СЭ, $I_{00} = (1.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-12}$ А, $\chi \approx 0.048$ К⁻¹.

Такие температурные зависимости I_0 и E_T свидетельствуют о туннельной природе тока [11,12] в исследованных структурах. Этот вывод коррелирует с результатами работы [13], где показано, что во многих наноразупорядоченных материалах, в том числе и ионно-легированных, туннелирование носителей при зарядопереносе имеет доминирующее значение.

В работе [12] предполагалось, что туннелирование в p - n -структурах может происходить за счет перехода носителей заряда по протяженной цепочке глубоких уровней, созданных в зоне пространственного заряда дефектами структуры. При этом величина I_{00} определяется концентрацией глубоких уровней, а E_T характеризует тип дефектов и определяется таким феноменологическим параметром, как кривизна параболического барьера между локализованными центрами r_b :

$$E_T = \frac{\hbar}{\pi} \sqrt{\frac{r_b}{m^*}}, \quad (3)$$

где m^* — эффективная масса электрона. В этом случае расстояние между локальными уровнями δ_d можно оценить как ширину барьера

$$\delta_d = 2\sqrt{\frac{E_{b,\max}}{r_b}}, \quad (4)$$

где $E_{b,\max}$ — высота барьера. Если допустить, что при нулевом смещении $E_{b,\max} = qU_k/2$, где U_k — контактная разница потенциалов, то в нашем случае подобные расчеты показывают, что $r_b = 0.11$ Дж/м², $\delta_d = 1.6$ нм. Отметим, что полученное значение δ_d вполне реально и соответствует расстоянию в несколько периодов решетки.

В случае, когда дефектами, которые создают глубокие уровни, облегчающие туннелирование, являются дислокации, то [12]

$$I_0 = q\rho_d v_D S_s \exp\left(-\frac{qU_k}{E_T}\right), \quad (5)$$

где ρ_d — некая эффективная плотность дислокаций, принимающих участие в туннелировании, v_D — частота Дебая. Расчеты согласно (5) с использованием значений $v_D = 1.35 \cdot 10^{13}$ с⁻¹ и $I_0 = 2.1 \cdot 10^{-6}$ А показали, что при $T = 290$ К $\rho_d \approx 1.5 \cdot 10^5$ см⁻².

В рамках вышеупомянутой теории туннелирования по цепочке локальных уровней [12] величина χ зависит от концентрации основных носителей в p - и n -областях

$$\chi = \frac{\beta + kT \ln(N_c N_v n^{-1} p^{-1})}{E_T}, \quad (6)$$

где β — температурный коэффициент сужения запрещенной зоны, $E_g(T) = E_g(0) - \beta T$, для Si $\beta = 4.1 \cdot 10^{-4}$ эВ/К, N_c и N_v — эффективные плотности

состояний около дна зоны проводимости и вершины валентной зоны соответственно. Рассчитанная по формуле (6) величина $\chi \approx 0.020$ К⁻¹ близка к значению 0.048 К⁻¹, полученному из анализа экспериментальных данных согласно (2), что косвенно подтверждает применимость данной теории в нашем случае.

Обратная ветвь при $|V| < 4$ В описывается степенной зависимостью

$$I \propto V^m, \quad (7)$$

где коэффициент $m \approx 1.1$. Это свидетельствует о том, что в данном случае проходит ток, ограниченный пространственным зарядом в режиме насыщения скорости, и количество инжектированных носителей меньше числа активированных термическим путем [14].

Эксперименты показали, что при обратном смещении сопротивление СЭ R_R описывается выражением

$$R_R^{-1} = R_{R,\text{sh}}^{-1} + R_{R,p-n}^{-1}, \quad (8)$$

где $R_{R,\text{sh}}$ — температурно-независимая величина, $R_{R,\text{sh}} \approx 2.0 \cdot 10^4$ Ом, а $R_{R,p-n}$ имеет термоактивационный характер ($R_{R,p-n} \propto \exp(E_{R,\text{act}}/kT)$), при $T = 290$ К $R_{R,p-n} \approx 2.2 \cdot 10^6$ Ом. Вполне ожидаемое выражение (8) показывает, что эквивалентная схема СЭ состоит из двух параллельных сопротивлений, первое из которых связано с шунтирующими процессами, а второе непосредственно с обедненной областью. Величина $R_{R,\text{sh}}$ ($\sim 2.0 \cdot 10^4$ Ом) близка к значению R_{sh} ($\sim 2.3 \cdot 10^4$ Ом), полученному при аппроксимации прямой ветви ВАХ. Расхождение между $R_{R,\text{sh}}$ и R_{sh} подтверждает известный факт, что при прямом и обратном смещениях величина шунтирующего сопротивления может отличаться [15]. Найденное значение энергии активации $E_{R,\text{act}} \approx 0.55$ эВ близко к половине ширины запрещенной зоны кремния, т.е. температурная зависимость сопротивления обедненного слоя близка к собственному полупроводнику. Это подтверждает вывод о том, что в данном СЭ течет ток, ограниченный пространственным зарядом.

При $|V| > 4.5$ В наблюдался пробой диода. Обнаруженное возрастание V_b с увеличением температуры (см. таблицу) свидетельствует о лавинном механизме пробоя в исследованных структурах.

3.2. Влияние ультразвукового нагружения

Подчеркнем, что все обнаруженные АИ изменения параметров (рис. 1–3, 4) имели обратимый характер и после прекращения УЗН за время порядка десятка минут параметры СЭ возвращались к исходным значениям. Рассмотрим эти изменения детальнее.

При УЗН образцов величина I_0 довольно значительно уменьшалась (рис. 1), достигая 15–40% исходного значения. Амплитудная зависимость $I_0(\varepsilon_{\text{us}})$ при $\varepsilon_{\text{us}} > 10^{-6}$ характеризуется насыщением. При увеличении f_{us} эффективность АИ изменений возрастает. В то же время уменьшение ΔE_T очень малое (рис. 1) и практически не выходит за пределы погрешности определения E_T .

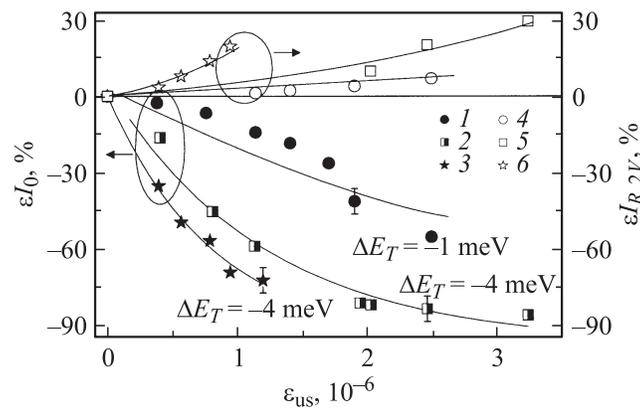


Рис. 1. Относительные изменения тока насыщения (1–3) и обратного тока при $V_R = 2\text{ В}$ (4–6) при ультразвуковом насыщении. f_{us} , МГц: 1, 4 — 4.1; 2, 5 — 8.0; 3, 6 — 26.1. Числа возле кривых 1–3 показывают максимальную величину изменения характеристической энергии при ультразвуковом насыщении на соответствующей частоте.

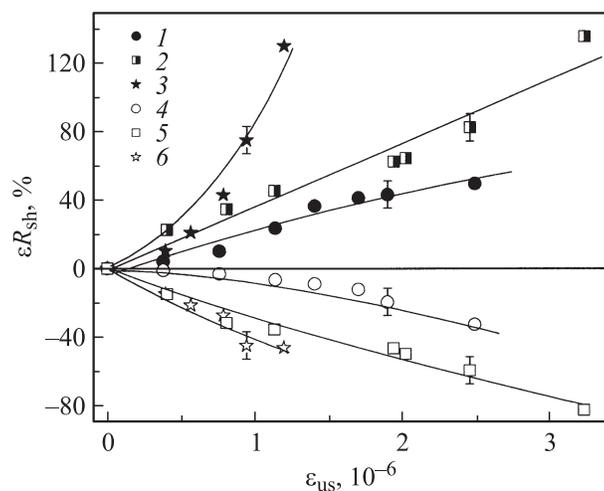


Рис. 2. Зависимости относительных акустоиндуцированных изменений шунтирующего сопротивления солнечного элемента от относительной деформации в звуковой волне в темноте (1–3) и при освещении с $\lambda = 900\text{ нм}$ (4–6). f_{us} , МГц: 1, 4 — 4.1; 2, 5 — 8.0; 3, 6 — 26.1.

В рамках используемой модели (формулы (3)–(5)) такое поведение $I_0(\epsilon_{us})$ и $E_T(\epsilon_{us})$ свидетельствует о постоянстве параметров дефектов (r_d , δ_d) при УЗН с одновременным изменением количества цепочек глубоких уровней, по которым происходит туннелирование носителей заряда. Оценки, согласно (5), показывают, что эффективная плотность ρ_d уменьшается в 3 раза. Иными словами, имеет место АИ ионизация дефектов, расположенных в области p – n -перехода. Явление ионизации под действием УЗ наблюдалось и ранее [16].

На рис. 2 представлены АИ изменения R_{sh} . Отметим, что в этом случае также наблюдается увеличение эффективности влияния УЗ при возрастании f_{us} . Кроме того, интересно влияние освещения образца на

характер поведения R_{sh} при УЗН, а именно: в темноте имеет место увеличение R_{sh} в 1.5–2.5 раза. Обычно появление R_{sh} связывают с процессами утечки тока по структурным дефектам на границе между p - и n -областями [11,17]. Следовательно, рост R_{sh} , как и в случае влияния УЗ на I_0 , можно связать с акустоионизацией структурных дефектов. При освещении с $\lambda = 600\text{ нм}$ характер АИ изменений R_{sh} подобен вышеуказанному и на рисунке не показан. В то же время при фотогенерации носителей заряда в глубине p -области ($\lambda = 900\text{ нм}$) наблюдается уменьшение шунтирующего сопротивления. По нашему мнению, в этом случае преобладающим АИ эффектом будет ослабление рекомбинационных процессов в глубине СЭ, которое более детально описано ниже, при рассмотрении влияния УЗН на I_{sc} .

В случае, когда поглощение света в основном происходит вдали от p – n -перехода, для оценки I_{sc} можно воспользоваться выражением [17]:

$$I_{sc} = W_{ph} e g S_s \frac{\lambda \alpha L_n (1 - R)}{hc (1 + \alpha L_n)}, \quad (9)$$

где W_{ph} — интенсивность падающего света, R — коэффициент отражения от поверхности образца, g — коэффициент квантового выхода, L_n — длина диффузии электронов в p -области, α — коэффициент поглощения света. Наблюдаемое в условиях УЗН увеличение I_{sc} (рис. 3), скорее всего, связано с возрастанием именно L_n . Основания для такого вывода следующие: во-первых, в литературе [11] считается, что при таком поглощении L_n является определяющей для I_{sc} ; во-вторых, проведенные нами измерения длины диффузии показали [10], что увеличение I_{sc} при беззвучковом нагреве хорошо коррелирует с изменением коэффициента $\alpha L_n / (1 + \alpha L_n)$. Отметим, что хотя изменение I_{sc} и не очень велико ($\sim 10\%$ при максимальных ϵ_{us}), но расчеты показывают: ему должно отвечать возрастание L_n более чем в 2 раза.

Известно, что одним из основных рекомбинационных центров, определяющих L_n , в Cz-Si:V является примесный комплекс $V_S O_{2i}$ [18,19]. Для этого дефекта характерна зарядозависимая конфигурационная бистабильность: он может находиться или в конфигурации $V_S O_{2i}^{sq}$ (более вероятной для однократно положительно заряженного состояния) или в $V_S O_{2i}^{st}$ (более вероятной в нейтральном состоянии). По нашему мнению, во время УЗН происходит АИ конфигурационная перестройка $V_S O_{2i}^{sq} \rightarrow V_S O_{2i}^{st}$ части комплексов, которая приводит к их дальнейшему переходу в нейтральное зарядовое состояние. Как следствие, рекомбинационная активность $V_S O_{2i}$ уменьшается, что и приводит к наблюдаемому возрастанию I_{sc} . Как видно из приведенных зависимостей, эффективность подобной перестройки практически линейно зависит от ϵ_{us} и, следовательно, от механического напряжения в УЗ поле. Наблюдаемое и в этом случае увеличение эффективности АИ изменений с возрастанием частоты УЗ может быть связано с приближением f_{us} к собственным частотам колебаний примесного комплекса. Отметим,

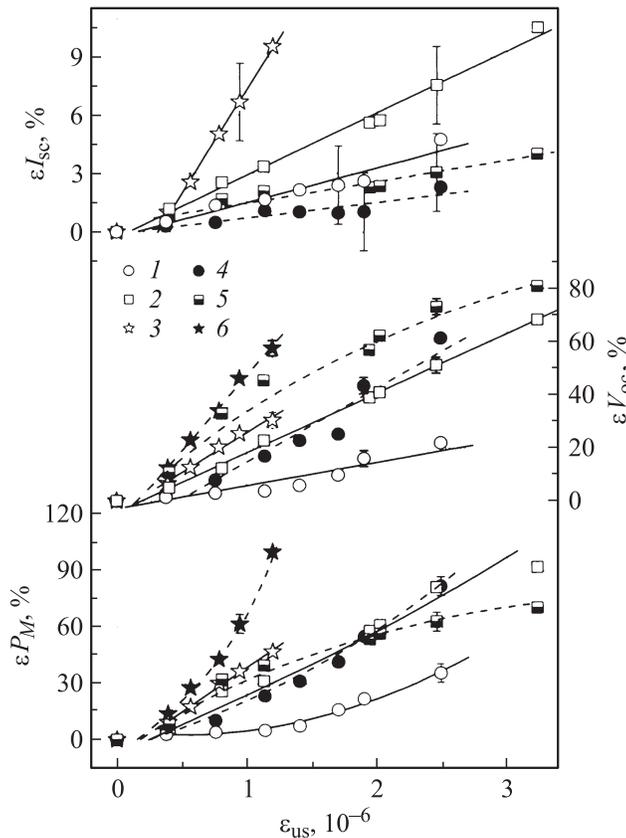


Рис. 3. Относительные изменения тока короткого замыкания I_{sc} , напряжения холостого хода V_{oc} и максимальной выходной мощности P_M как функции относительной деформации в звуковой волне при $\lambda = 900$ нм (1–3) и $\lambda = 600$ нм (4–6); f_{us} , МГц: 1, 4 — 4.1; 2, 5 — 8.0; 3, 6 — 26.1.

что важным и положительным фактором для проявления акустодинамических эффектов в полупроводниках является именно метастабильность дефектов [20]. Кроме того, возможность АИ перестройки именно комплекса $V_S O_{2i}$ рассматривается в работе [21].

При освещении образца с $\lambda = 600$ нм необходимо учитывать фотогенерацию носителей как в n - и p -областях, так и в зоне p - n -перехода. Причем так как в этом случае $L_n \alpha \gg 1$, то фототок практически не зависит от L_n . Это и приводит к невозрастанию I_{sc} при нагреве в условиях $\varepsilon_{us} = 0$ (см. таблицу) и значительно меньшему, на уровне точности измерений, влиянию УЗН (рис. 3). По нашему мнению, это небольшое влияние связано с уменьшением скорости поверхностной рекомбинации за счет АИ ионизации приповерхностных уровней.

Изучение зависимостей V_{oc} не только позволило более полно охарактеризовать влияние УЗН на СЭ, но и послужило определенным подтверждением механизма токопереноса, предложенного в разделе 3.1. А именно, положив в (1а) $I = 0$, для V_{oc} получим

$$V_{oc} = \frac{E_T}{q} \ln \left[\frac{I_{sc}}{I_0} - \frac{V_{oc}}{I_0 R_{sh}} + 1 \right]. \quad (10)$$

При $\lambda = 900$ нм $I_{sc}/I_0 \gg V_{oc}/I_0 R_{sh} > 1$ (см. таблицу), следовательно

$$V_{oc} \approx (E_T/q) \ln[I_{sc}/I_0]. \quad (10a)$$

Используя формулу (9), последнее выражение можно переписать в виде

$$V_{oc} \approx \frac{E_T}{q} \left\{ \ln W_{ph} + \ln \left[\frac{egS_s \lambda \alpha L_n (1-R)}{I_0 hc (1 + \alpha L_n)} \right] \right\}. \quad (11)$$

Следовательно, зависимость V_{oc} от интенсивности освещения в полулогарифмическом масштабе должна быть линейной. Это и наблюдается на эксперименте (рис. 4). Согласно (11), наклон данной зависимости определяется величиной характеристической энергии. Полученное значение $E_T = 0.070$ В полностью совпадает со значением, определенным путем аппроксимации ВАХ (раздел 3.1).

С другой стороны, из выражений (10а), (2) и (5), (6) следует, что в случае справедливости механизма туннельного переноса заряда температурная зависимость V_{oc} при $W_{ph} = \text{const}$ должна быть линейной:

$$V_{oc}(T) = C_0 - C_1 T, \quad (12)$$

где коэффициент наклона $C_1 = \chi E_T q^{-1}$ определяется произведением характеристической энергии и температурного коэффициента роста тока насыщения через диод, а отклонение нулевого слагаемого от ширины запрещенной зоны при абсолютном нуле $E_g(0)$ определяется концентрацией уровней, по которым происходит туннелирование:

$$C_0 = q^{-1} [E_g(0) - E_T \ln(q \rho_d v_D S_s I_{sc}^{-1})]. \quad (13)$$

В формуле (12) не учтена температурная зависимость I_{sc} , которая, как показывают эксперименты (см. таблицу), намного слабее, чем для V_{oc} .

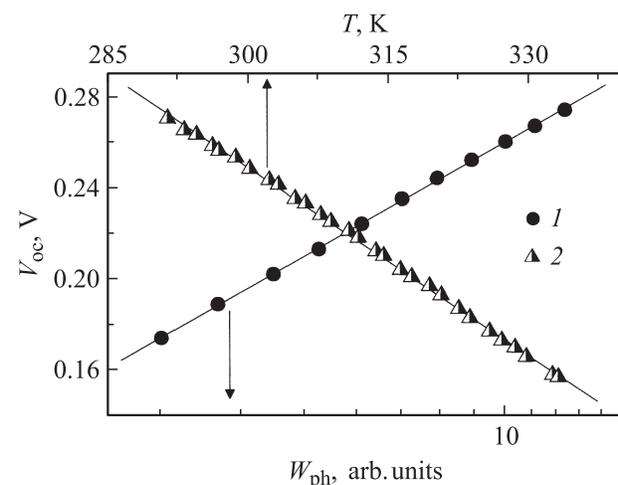


Рис. 4. Зависимости напряжения холостого хода солнечного элемента V_{oc} от интенсивности падающего света (1) и температуры (2). $\lambda = 900$ нм, $\varepsilon_{us} = 0$, $T = 295$ К (1). Точки — эксперимент, линии — линейная аппроксимация.

Действительно, экспериментально наблюдалась именно линейная зависимость $V_{oc}(T)$ (рис. 4). Причем имеет место хорошее совпадение как углового коэффициента этой зависимости ($C_1 = 2.8 \cdot 10^{-3}$ В/К) и параметров, полученных из анализа формы ВАХ ($\chi E_T q^{-1} = 3.4 \cdot 10^{-3}$ В/К), так и величины нулевого слагаемого $C_0 = 1.07$ В и $E_g(0)/q = 1.21$ В для кремния. Таким образом, люксовые и температурные зависимости V_{oc} подтверждают целесообразность использования модели туннельного переноса заряда.

Полученные результаты влияния УЗН на величину V_{oc} представлены на рис. 3. Отметим:

1) V_{oc} при УЗН возрастает, причем увеличение может достигать 80%; в большинстве случаев зависимости $\epsilon V_{oc}(\epsilon_{us})$ близки к линейным;

2) при фотогенерации носителей вблизи $p-n$ -перехода АИ изменения выше, чем в случае поглощения света в базе диода;

3) с увеличением f_{us} возрастает и эффективность акустического влияния — особенность, которая наблюдалась и при рассмотрении других параметров. Учитывая (10), механизм АИ изменений V_{oc} также должен быть связан с процессами УЗ ионизации уровней в области потенциального барьера и перестройки рекомбинационных центров.

Исходя из определения P_M , можно записать

$$P_M = E_T I_m^2 q^{-1} [I_{sc} - I_m + I_0 + (E_T - qV_m)/(qR_{sh})]^{-1}, \quad (14)$$

где I_m и V_m — ток и напряжение, которые отвечают максимальной выходной мощности. Реально $I_m \approx 0.5 I_{sc}$, $V_m \approx 0.5 V_{oc}$, следовательно

$$P_M \approx E_T I_{sc}^2 q^{-1} [2I_{sc} + 4I_0 + 2(2E_T - qV_{oc})/(qR_{sh})]^{-1}. \quad (15)$$

Таким образом, данная величина зависит от параметров, механизм АИ влияния на которые рассматривался ранее, и, следовательно, поведение P_M в условиях УЗН можно предугадать. Одновременно, поскольку именно P_M определяет КПД СЭ, экспериментально полученный АИ эффект значительного (примерно в 2 раза) возрастания выходной мощности (рис. 3) является перспективным для практического использования.

Во время УЗН происходит также увеличение обратного тока (рис. 1). Учитывая механизм токопрохождения (разд. 3.1), это свидетельствует об АИ уменьшении рассеяния на колебаниях решетки и разнообразных дефектах, подобно рассмотренному выше влиянию УЗ на I_{sc} при $\lambda = 900$ нм. Одной из причин этого может быть упорядочение дефектных комплексов в УЗ поле — явление, описанное ранее в [3]. Подобная причина и АИ изменений напряжения пробоя, представленных на рис. 5: так как для наших образцов характерен лавинный механизм пробоя, то, следовательно, уменьшение V_b свидетельствует об увеличении времени пролета носи-

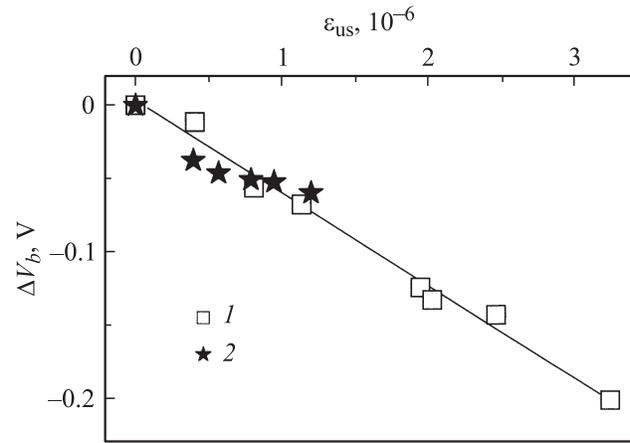


Рис. 5. Акустоиндуцированное уменьшение напряжения пробоя как функция относительной деформации в звуковой волне. f_{us} , МГц: 1 — 8.0; 2 — 26.1.

телей между двумя последовательными столкновениями (уменьшении рассеяния). В отличие от всех остальных параметров, изменения V_b практически не зависят от f_{us} , что может свидетельствовать об уменьшении решеточного рассеяния, не связанного с дефектами структуры.

В целом, приведенные результаты свидетельствуют о том, что УЗ волны являются определенным фактором упорядочения и синхронизации кинетических процессов в твердом теле, связанных как с преобразованием дефектной структуры в целом, так и с перенесением заряда в частности.

4. Заключение

В данной работе на основе изучения температурных зависимостей ВАХ солнечных элементов исследованы механизмы перенесения зарядов и формирования фотоэлектрического сигнала в условиях монохроматического освещения разных длин волн.

Впервые экспериментально исследовано влияние УЗН на разнообразные параметры солнечного элемента в динамическом режиме. Обнаружено что при УЗН имеет место увеличение тока короткого замыкания, напряжения холостого хода, максимальной выходной мощности, темнового шунтирующего сопротивления, обратного тока, а также уменьшение тока насыщения через диод и напряжения пробоя. Изучены особенности изменений данных параметров в зависимости от частоты и интенсивности ультразвука.

Проанализированы возможные механизмы акустического влияния на данные параметры, в частности, показано, что наблюдаемые эффекты можно объяснить акустоиндуцированной перестройкой рекомбинационных центров (в частности, комплексов $V_S O_{2i}$) и ионизацией в акустическом поле уровней в запрещенной зоне, связанных с различными протяженными дефектами.

Результаты данной работы могут быть использованы для разработки акустически управляемых фотопреобразователей различных типов.

Список литературы

- [1] Ja.M. Olikh, O.Ya. Olikh. SEMST, **1** (1), 19 (2004).
- [2] Е.М. Зобов, М.Е. Зобов, Ф.С. Габиров, И.К. Камилов, Ф.И. Маняхин, Е.К. Наими. ФТП, **42** (3), 282 (2008).
- [3] Я.М. Олих, Н.Д. Тимочко, А.П. Долголенко. Письма ЖТФ, **32** (13), 67 (2006).
- [4] А.А. Подолян, В.И. Хиврич. Письма ЖТФ, **31** (10), 11 (2005).
- [5] A. Romanyuk, V. Spassov, V. Melnik. J. Appl. Phys., **99**, 034314 (2006).
- [6] О.Я. Олих, Т.Н. Пинчук. Письма ЖТФ, **32** (12), 22 (2006).
- [7] A. Davletova, S.Zh. Karazhanov. J. Phys. D: Appl. Phys., **41**, 165107 (2008).
- [8] Н.А. Гусейнов, Я.М. Олих, Ш.Г. Аскеров. Письма ЖТФ, **33** (1), 38 (2007).
- [9] V.P. Melnik, Y.M. Olikh, V.G. Popov, B.M. Romanyuk, Y.V. Goltvyanskii, A.A. Evtukh. Mater. Sci. Eng. B., **124–125**, 327 (2005).
- [10] О.Я. Олих. УФЖ, **55** (7), 770 (2010).
- [11] А. Фаренбух, Р. Бьюб. *Солнечные элементы. Теория и эксперимент* (М., Энергоатомиздат, 1987).
- [12] В.В. Евстропов, Ю.В. Жилиев, М. Думаева, Н. Назаров, А.А. Ситникова, Л.М. Федоров. ФТП, **34** (11), 1357 (2000).
- [13] С.В. Булярский, Ю.В. Рудь, Л.Н. Вострецова, А.С. Кагарманов, О.А. Трифонов. ФТП, **43** (4) 460 (2009).
- [14] М. Ламперт, Н. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [15] А.А. Шерченков, Б.Г. Бугадян, А.В. Мазуров. ФТП, **38** (8), 964 (2005).
- [16] O.A. Korotchenkov, H.G. Grimmliss. Phys. Rev. B., **52**, 14598 (1995).
- [17] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [18] J. Schmidt, K. Bothe, D. Macdonald, J. Adey, R. Jones, D.W. Palmer. J. Mater. Res., **21** (1), 5 (2006).
- [19] J. Adey, R. Jones, D.W. Palmer, P.R. Briddon, S. Oberg. Phys. Rev. Lett., **93** (5), 055504 (2004).
- [20] О.Я. Олих, И.В. Островский. ФТП, **44** (7), 1198 (2002).
- [21] О.Я. Олих. ФТП, **43** (6), 774 (2009).

Редактор Т.А. Полянская

Features of dynamic acousto-induced modification of silicon solar cells photovoltaic parameters

O.Ya. Olikh

Taras Shevchenko Kyiv National University,
01601 Kyiv, Ukraine

Abstract The results of the experimental study of the solar cells, operating under dynamic ultrasound loading are presented. The dependencies of the short circuit current, open circuit voltage, maximal output power, shunt resistance, reverse current and breakdown voltage on a strain of the different frequency acoustic waves were investigated on the basis of a current-voltage characteristic analysis. The possible mechanisms of the acoustic influence are analysed. In particular, the acousto-induced rebuilding of the recombination centers (for instance, $B_S O_{2i}$ complexes) and the acousto-induced ionization of the continuous defects levels might be such mechanisms.