

07

Исследование влияния температуры на характеристики гетеропереходных солнечных элементов на основе кристаллического кремния

© А.В. Саченко¹, Ю.В. Крюченко¹, В.П. Костылев¹,
Р.М. Коркишко¹, И.О. Соколовский¹, А.С. Абрамов²,
С.Н. Аболмасов², Д.А. Андроников², А.В. Бобыль³,
И.Е. Панайотти³, Е.И. Теруков^{2,3}, А.С. Титов³, М.З. Шварц³

¹ Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарева НАН Украины, Киев, Украина

² НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

³ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: sach@isp.kiev.ua

Поступило в Редакцию 11 ноября 2015 г.

В широком температурном интервале от 80 до 420 К измерены температурные зависимости фотоэлектрических характеристик гетеропереходных солнечных элементов на основе монокристаллического кремния $(p)a\text{-Si}/(i)a\text{-Si} : \text{H}/(n)c\text{-Si}$. Напряжение холостого хода (V_{OC}), фактор заполнения (FF) вольт-амперной характеристики (ВАХ) и максимальная выходная мощность (P_{\max}) достигают предельных значений при 200–250 К, на фоне монотонного роста тока короткого замыкания в диапазоне температур от 80 до 400 К. При более низких температурах происходит их уменьшение. Теоретически обосновано, что снижение показателей фотоэлектрического преобразования энергии при нагреве структуры от 250 до 400 К связано с экспоненциальным ростом собственной проводимости. При температурах ниже 200 К обнаружено изменение формы ВАХ, приводящее к падению V_{OC} . Обсуждены возможные причины уменьшения V_{OC} , FF и P_{\max} .

В настоящее время эффективность фотоэлектрического преобразования прямого (неконцентрированного AM1.5G) солнечного излучения в фотопреобразователях на основе гетеропереходов с собственным тонким слоем $(p)a\text{-Si}/(i)a\text{-Si} : \text{H}/(n)c\text{-Si}$ (более известны в литературе

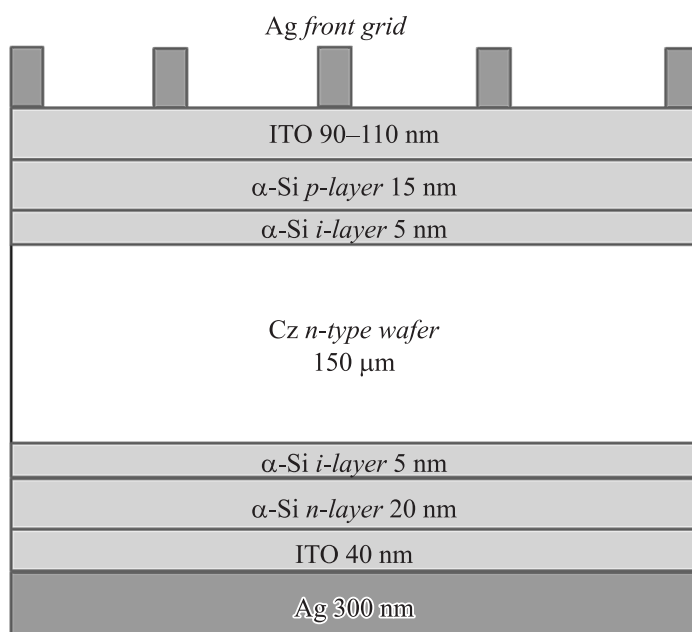


Рис. 1. Схематическое изображение НИТ-элемента.

как солнечные элементы типа НИТ — Heterojunction with Intrinsic Thin-layer) составляет более 25% [1]. Согласно теоретическим оценкам [2], это значение можно повысить вплоть до 30%, что объясняет повышенный научный интерес к всестороннему исследованию процессов в НИТ солнечных элементах (СЭ). Изучение влияния температуры на их эксплуатационные характеристики актуально как с точки зрения определения диапазона рабочих температур, так и контроля технологических процессов осаждения полупроводниковых слоев и формирования контактов в условиях промышленного производства.

Задачей данной работы является исследование температурных зависимостей основных характеристик НИТ-элементов, таких как ток короткого замыкания I_{SC} , напряжение разомкнутой цепи V_{OC} , фактора заполнения $VAX FF$ и максимальной выходной мощности P_{max} .

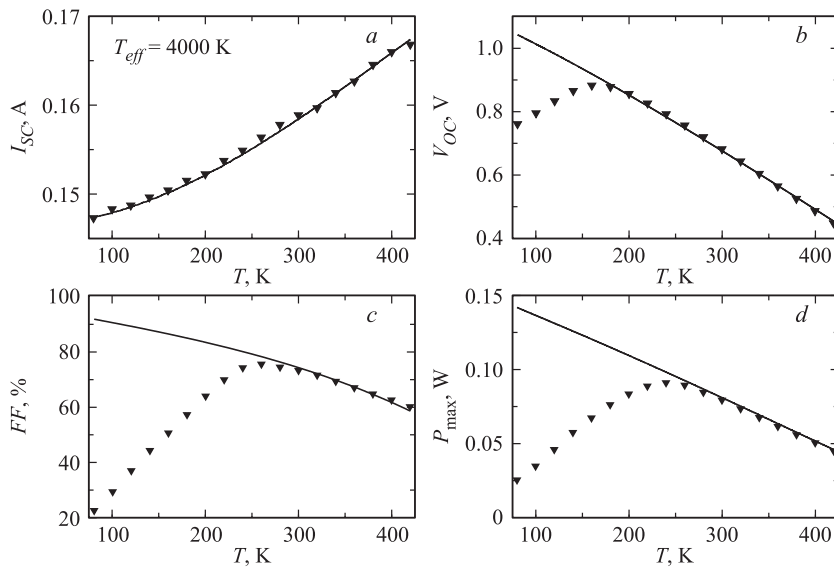


Рис. 2. Температурные зависимости тока короткого замыкания (*a*), напряжения холостого хода (*b*), фактора заполнения (*FF*) ВАХ (*c*) и максимальной выходной мощности (*d*). Точки — эксперимент, линия — теория.

Экспериментальные исследования проводились на образцах, структура которых изображена на рис. 1. Уровень легирования монокристаллической кремниевой подложки и время жизни носителей заряда при рекомбинации Шокли–Рида–Холла соответственно равны $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ и $\tau_{SR} \approx 1.5 \text{ ms}$. Площадь прибора составляла 4.34 cm^2 . Исследуемый образец размещался в криостате на терморегулируемом основании, обеспечивающем контролируемое изменение температуры в диапазоне от 80 до 420 К. Измерения нагрузочных ВАХ СЭ проводились в условиях облучения постоянным световым потоком от имитатора солнечного излучения класса ААА (имитатор SS — 80 АА) с шагом по температуре 20 К. В результате измерений были получены температурные зависимости тока короткого замыкания I_{SC} , напряжения холостого хода V_{OC} , фактора заполнения FF , максимальной выходной мощности P_{\max} (рис. 2) и экспериментальные ВАХ при различных температурах (рис. 3).

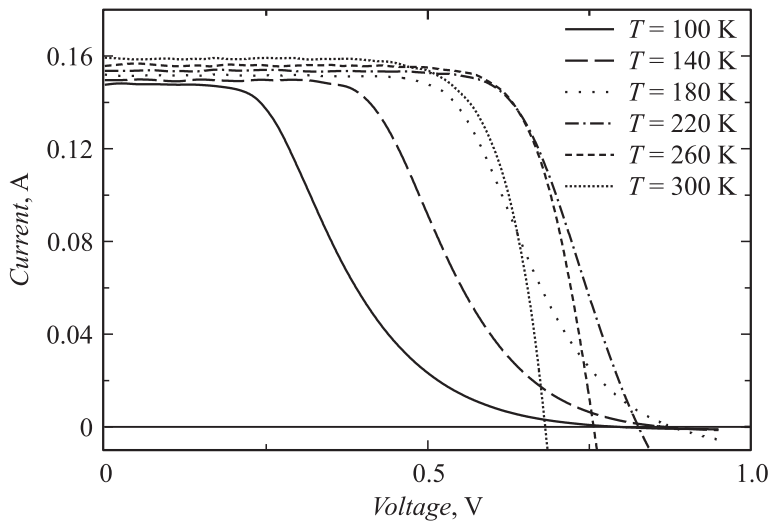


Рис. 3. Изменение ВАХ ПНТ-элемента в зависимости от температуры.

Ток короткого замыкания демонстрирует монотонный рост во всем диапазоне рассмотренных температур (рис. 2, а), и экспериментальная кривая хорошо аппроксимируется с помощью температурного коэффициента $F(T)$

$$I_{SC}(T) = I_{SC}(T_0)F(T), \quad (1)$$

где T — температура образца, а T_0 — комнатная температура. Если источник излучения является абсолютно черным телом, то с помощью известной формулы Планка [3] вид функции $F(T)$ можно определить как

$$F(T) = \int_{\lambda_0}^{\lambda_m(T)} \frac{d\lambda}{\lambda^4 \left(\exp\left(\frac{hc}{kT_L\lambda}\right) - 1 \right)} \left(\int_{\lambda_0}^{\lambda_m(T_0)} \frac{d\lambda}{\lambda^4 \left(\exp\left(\frac{hc}{kT_L\lambda}\right) - 1 \right)} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где h — постоянная Планка, c — скорость света, k — постоянная Больцмана, T_L — температура источника излучения, λ_0 — коротковолновый край излучения, поглощаемого в СЭ, $\lambda_m(T) = 1.24/E_g(T)$ — красная граница фотоэффекта, $E_g(T)$ — зависимость ширины запрещенной зоны

от температуры [4]. Здесь λ_m измеряется в микрометрах, а E_g — в электронвольтах.

Если источник излучения не является абсолютно черным телом, то формулу (2) нужно рассматривать как эмпирическую, а величину T_L следует заменить на T_{eff} , значение которой является варьируемым параметром. Из рис. 2, а видно, что экспериментальные и расчетные значения $I_{SC}(T)$ при $T_{eff} \approx 4000$ К очень хорошо совпадают во всем измеренном температурном интервале.

Экспериментальные кривые температурных зависимостей $V_{OC}(T)$, $FF(T)$ и $P_{max}(T)$ имеют ярко выраженный экстремум (рис. 2, б–д), причем максимум напряжения холостого хода наблюдается при температурах примерно на 100 К ниже, чем предельные значения фактора заполнения ВАХ и максимальной выходной мощности.

При относительно высоких температурах ($T > 240$ К) вид экспериментальных характеристик можно объяснить с помощью теоретической модели, описанной в [5–7]. В работе [5] было показано, что напряжение холостого хода в НТТ-элементах определяется не только величиной фотоэдс в области объемного заряда фронтального гетероперехода, но и значением фотоэдс у тыльной области изотипного гетероперехода. В рассматриваемом случае однородно легированной подложки n -типа V_{OC} можно рассчитать как

$$V_{OC} \cong \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{\Delta p N_d}{n_i^2(T)}\right) + \frac{kT}{q} \ln\left(1 + \frac{\Delta p}{N_d}\right), \quad (3)$$

где q — элементарный заряд, Δp — избыточная концентрация электронно-дырочных пар на границе области объемного заряда, $n_i(T)$ — концентрация собственных носителей заряда в кремнии. С учетом (3) при прямых смещениях $V \leq V_{OC}$ зависимость $\Delta p(V)$ имеет вид

$$\Delta p(V) = -\frac{N_d}{2} + \sqrt{\frac{N_d^2}{4} + n_i^2 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)}. \quad (4)$$

В диапазоне рабочих напряжений $V \leq V_{OC}$ концентрации избыточных носителей заряда по порядку величины сопоставимы с уровнем легирования базы (10^{15} см^{-3}) [7], что позволяет исключить из рассмотрения процессы оже-рекомбинации.

Поскольку современные НТТ СЭ изготавливают на основе монокристаллических пластин с очень высокими значениями τ_{SR} (порядка миллисекунд), а толщина базы в готовых приборах не превышает 200 $\mu\text{м}$,

то практически всегда выполняется условие $L_{dif} \gg d$, где L_{dif} — длина диффузии носителей заряда. Поэтому рекомбинационными потерями в объеме в режиме тока короткого замыкания можно пренебречь. Согласно теории [5], плотность рекомбинационного тока в исследованных структурах определяется суммарными рекомбинационными потерями на поверхностях и в объеме подложки:

$$J(V) = J_{SC} - J_{rec}(V). \quad (5)$$

где

$$J_{rec}(V) \approx q \left(S + \frac{d}{\tau_{SR}} \right) \Delta p(V). \quad (6)$$

$S = S_0 + S_d$ — сумма скоростей поверхностной рекомбинации на фронтальной S_0 и тыльной S_d поверхностях. Уравнения (4), (5) и (6) описывают ВАХ НІТ СЭ и позволяют вычислить $P_{max} = J_{max} V_{max}$ и $FF = P_{max} / (J_{SC} V_{OC})$, где V_{max} и J_{max} — соответствующие максимальной выходной мощности напряжение и плотность тока находятся из условия $d(VJ(V))/dV = 0$.

Ухудшение показателей фотоэлектрического преобразования при нагреве структуры выше 200 К можно объяснить сильным экспоненциальным ростом концентрации собственных носителей заряда при увеличении температуры $n_i(T) \propto \exp(-qE_g/2kT)$. Все другие факторы, которые могут влиять на характеристики НІТ-элементов, имеют гораздо более слабые температурные зависимости. В ходе расчетов численные значения $n_i(T)$ были взяты из работы [4], а суммарная скорость рекомбинации принята равной 25 см/с. При относительно высоких температурах имеется согласование между теоретическими и экспериментальными кривыми (рис. 2, $b-d$). Однако в области низких температур результаты расчетов и измерений расходятся.

После достижения температурного максимума при дальнейшем охлаждении СЭ наблюдается появление явно выраженного перегиба на ВАХ (рис. 3), приводящего к снижению V_{OC} и FF (рис. 2) и, как следствие, к падению P_{max} . Одна из причин спада V_{OC} связана с включением при низких температурах туннельного рекомбинационного тока. О существенной роли туннельного рекомбинационного тока свидетельствует, в частности, форма ВАХ при температурах ниже 180 К, соответствующая вольт-амперным характеристикам гетеропереходов, приведенных в [8]. На понижение FF и P_{max} влияет еще и рост

последовательного сопротивления структуры при низких температурах, связанный с увеличением контактного сопротивления [9].

Таким образом, в данной работе исследованы температурные зависимости тока короткого замыкания I_{SC} , напряжения разомкнутой цепи V_{OC} , фактора заполнения ВАХ FF и максимальной выходной мощности ПИТ-элементов P_{max} в широком температурном диапазоне от 80 до 420 К. Установлено, что при низких температурах (< 250 К) наблюдаемые температурные зависимости характеристик СЭ немонотонны. В области более высоких температур полученные экспериментальные зависимости согласованы с теоретическим расчетом. Качественно объяснены физические причины уменьшения I_{SC} , V_{OC} , FF и P_{max} в низкотемпературной области.

Авторы выражают благодарность А.С. Гудовских за обсуждение результатов работы и критические замечания.

Работа выполнялась по проекту Минобрнауки РФ № 14.607.21.0075 (RFMEFI60714X0075).

Список литературы

- [1] Masuko K., Shigematsu M., Hashiguchi T. et al. // IEEE J. Photovoltaics. 2014. V. 4. N 6. P. 1433.
- [2] Shockley W., Queisser H.J. // J. Appl. Phys. 1961. V. 32. P. 510.
- [3] Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1965. 448 с.
- [4] Горбань А.П., Зув В.А., Костылев В.П., Саченко А.В., Серба А.А., Черненко В.В. // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. 2001. В. 36. С. 161–165.
- [5] Саченко А.В., Шкребтий А.И., Коркишко Р.М., Костылев В.П., Кулиш Н.Р., Соколовский И.О. // ФТП. 2015. Т. 49. В. 2. С. 271–277.
- [6] Саченко А.В., Крюченко Ю.В., Бобыль А.В., Костылев В.П., Теруков Е.И., Богданов Д.А., Панайотти И.Е., Соколовский И.О., Орехов Д.Л. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 10. С. 42–49.
- [7] Саченко А.В., Крюченко Ю.В., Костылев В.П., Соколовский И.О., Абрамов А.С., Бобыль А.В., Панайотти И.Е., Теруков Е.И. // ФТП. 2016. Т. 50. В. 2. С. 259.
- [8] Donnelly J.P., Milnes A.G. // Proc. IEEE. 1966. V. 113. P. 1468–1476.
- [9] Sze S.M., Ng K.K. Physics of Semiconductor Devices. Third ed. John Wiley and Sons, 2007.