

PACS numbers: 73.40.Lq, 73.50.Pz, 73.61.Le, 81.40.Rs, 84.60.Jt, 88.40.Hj, 88.40.jp

Электрические и фотоэлектрические свойства гетероструктуры CdS/CdMgTe для тандемных солнечных элементов

О. Л. Маслянчук, Т. И. Микитюк, И. М. Фодчук

Черновицкий национальный университет имени Юрия Федьковича,
ул. Коцюбинского, 2,
58012 Черновцы, Украина

Исследованы тонкоплёночные гетероструктуры CdS/Cd_{0,92}Mg_{0,08}Te для применения в тандемных солнечных элементах. Показано, что измеренные ВАХ солнечных элементов описываются в рамках теории Саа–Нойса–Шокли генерации–рекомбинации в области пространственного заряда гетероструктуры. Спектр квантовой эффективности с учётом дрейфовой и диффузионной составляющих, рекомбинации на фронтальной и тыльной поверхностях слоя поглотителя CdS/Cd_{0,92}Mg_{0,08}Te хорошо описывает измеренные спектры. Сопоставление результатов расчёта с экспериментальными данными позволяет определить основные параметры слоя CdS/Cd_{0,92}Mg_{0,08}Te и структуру диода.

Досліджено тонкоплівкові гетероструктури CdS/Cd_{0,92}Mg_{0,08}Te для застосування у тандемних сонячних елементах. Показано, що виміряні ВАХ сонячних елементів описуються в рамках теорії Саа–Нойса–Шоклі генерації–рекомбінації в області просторового заряду гетероструктури. Спектр квантової ефективності з урахуванням дрейфової та дифузійної складових, рекомбінації на фронтальній і тильній поверхнях шару поглинача CdS/Cd_{0,92}Mg_{0,08}Te добре описує виміряні спектри. Зіставлення результатів розрахунку з експериментальними даними уможливорює визначити основні параметри шару CdS/Cd_{0,92}Mg_{0,08}Te і структуру діоди.

Thin-film CdS/Cd_{0,92}Mg_{0,08}Te heterostructures for applications in tandem solar cells are investigated. As shown, the measured I – V characteristics of the solar cells are described in terms of the Sah–Noyce–Shockley theory of generation–recombination in the spatial-charge region of the heterostructure. The quantum efficiency spectrum describes well the observed spectra taking into account the drift and diffusion components, recombination on the front and rear surfaces of the CdS/Cd_{0,92}Mg_{0,08}Te absorber layer. Comparison of the calculation results with the experimental data allows determining the main parameters of the CdS/Cd_{0,92}Mg_{0,08}Te layer and diode

structure.

Ключевые слова: CdMgTe солнечные элементы, механизмы переноса заряда, tandemные солнечные элементы, фотоэлектрические характеристики солнечных элементов.

Ключові слова: CdMgTe сонячні елементи, механізми перенесення заряду, тандемні сонячні елементи, фотоелектричні характеристики сонячних елементів.

Key words: CdMgTe solar cells, charge-transport mechanisms, tandem solar cells, photoelectrical characteristics of solar cells.

(Получено 5 мая 2019 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десятилетий быстро развиваются тонкоплёночные технологии как альтернатива солнечным модулям на кремниевых пластинах. CdTe вместе с аморфным кремнием (*a*-Si) и $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Se}_2$ (CIGS) являются наиболее распространёнными фотоэлектрическими материалами, используемыми в настоящее время в массовом производстве тонкоплёночных солнечных модулей. Эффективность фотоэлектрического преобразования лабораторных образцов солнечных элементов CdS/CdTe небольшой площади увеличивается из года в год и в настоящее время составляет 22,1% при солнечном излучении AM1.5 [1]. Однако эффективность стандартных солнечных модулей CdTe большой площади в начале 2015 года достигла лишь 18,6% [2]. Поскольку это значение эффективности составляет около половины теоретического предела (28–30%), повышение эффективности CdTe модулей является чрезвычайно актуальной научно-технической задачей.

Для увеличения эффективности фотопреобразования следует уменьшить потери, связанные с отражением и поглощением. Отражение от поверхности солнечного элемента можно уменьшить с помощью антиотражающего покрытия. Одним из способов создания эффективного одинарного антибликового слоя являются нановолокна, которые позволяют получить солнечные элементы с эффективностью, не уступающей многослойному покрытию без наноструктур [3]. В частности, солнечные элементы на основе теллурида кадмия, в которых планарный слой CdS был заменён на слой CdS с нановолокнами, показал эффективность 11% [4]. Причиной возрастания эффективности структуры было увеличение пропускания слоя из-за присутствия нановолокон. Кроме того, нановолоконные структуры могут значительно улучшить по-

глощение излучения [5], а также создают условия для разделения носителей заряда, недоступные в планарных структурах [6]. Факторами, которые ограничивают использование нановолокон в солнечных элементах, являются технологические проблемы, связанные с процессом создания нановолокон, а также возможное переплетение волокон, что, в свою очередь, препятствует разделению носителей заряда [7].

Одним из самых распространённых способом повышения эффективности модулей CdTe является использование многопереходных устройств, где фотодиодные структуры на полупроводниках с разными запрещёнными зонами накладываются слоями один на другой. Ширина запрещённой зоны в нижнем слое меньше, чем в верхнем; поэтому излучение, прошедшее через верхний слой, поглощается в нижнем слое, и эффективность такого tandemного солнечного элемента возрастает. В случае солнечного элемента на основе CdTe ширина запрещённой зоны для поглотителя верхнего элемента в двухпереходных tandemных солнечных элементах должна составлять 1,6–1,8 эВ; поэтому полупроводниковые твёрдые растворы CdTe с Zn, Mn и Mg являются перспективными с точки зрения удовлетворения этому критерию. Ширина запрещённой зоны $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ может быть легко изменена в диапазоне от 1,48 до 3,5 эВ ($0 < x < 1$), и, следовательно, этот материал является многообещающим кандидатом для разработки верхней ячейки в tandemных солнечных элементах. В качестве подходящего полупроводникового материала для поглотителя в нижних ячейках таких tandemных фотоэлектрических устройств могут быть использованы хорошо изученные твёрдые растворы $\text{CuIn}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Se}_2$ и $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ с шириной запрещённой зоны 1–1,1 эВ.

При изучении $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ в качестве материала для потенциального поглотителя в тонкоплёночных tandemных солнечных элементах структура, морфология, электрические, оптические и оптоэлектронные свойства тонких плёнок исследовались достаточно широко. В литературе полученные результаты обсуждаются с акцентом на их влияние на ток короткого замыкания, напряжение разомкнутой цепи, коэффициент заполнения и, в конечном итоге, эффективность фотоэлектрического преобразования. Одним из важных критериев при разработке верхней ячейки является коэффициент пропускания коротковолнового излучения через структуру устройства, который должен превышать 80%. К сожалению, информация о наиболее важных характеристиках, определяющих основные параметры солнечного элемента, а именно, спектры квантовой фотоэлектрической эффективности и вольт-амперные характеристики тонкоплёночной гетероструктуры $\text{CdS}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$, практически отсутствует в литературе

за очень немногими исключениями [8]. Приведённые ниже результаты в некоторой степени восполняют такой пробел.

2. СТРУКТУРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Тонкие плёнки CdS и $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ наносились на проводящие стеклянные подложки Тес7, полученные от Pilkington. Плёнки $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ с шириной запрещённой зоны около 1,6 эВ и толщиной 1,3 мкм были получены вакуумным осаждением с совместным испарением CdTe и Mg на подложки, нагретые до 300–400°C. Плёнки CdS толщиной около 0,1 мкм получены методом напыления при 250°C. Металлические задние контакты к устройствам состояли из 3 нм Cu, а затем — 30 нм Au. Отжиг структур CdS/ $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ в парах CdCl_2 проводился в печи при 387°C в течение 5–10 минут при непрерывном потоке сухого воздуха.

На рисунке 1, а приведён спектр оптического пропускания $T(\lambda)$ исследуемой структуры стекло/ $\text{SnO}_2\text{:F}$ /CdS/ $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$. Как видно, значение $T(\lambda)$ при $\lambda > 850$ нм составляет 63–65%. Оптические потери из-за отражения от передней поверхности составляют около 4%; отражения от границ раздела стекло/ $\text{SnO}_2\text{:F}$, $\text{SnO}_2\text{:F}$ /CdS и CdS/ $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ добавляют несколько процентов потерь [9]. Гораздо большие потери возникают на границе раздела $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ с воздухом. Предполагая, что для $\lambda > 850$ нм показатель преломления n $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ будет таким же, как для CdTe, то

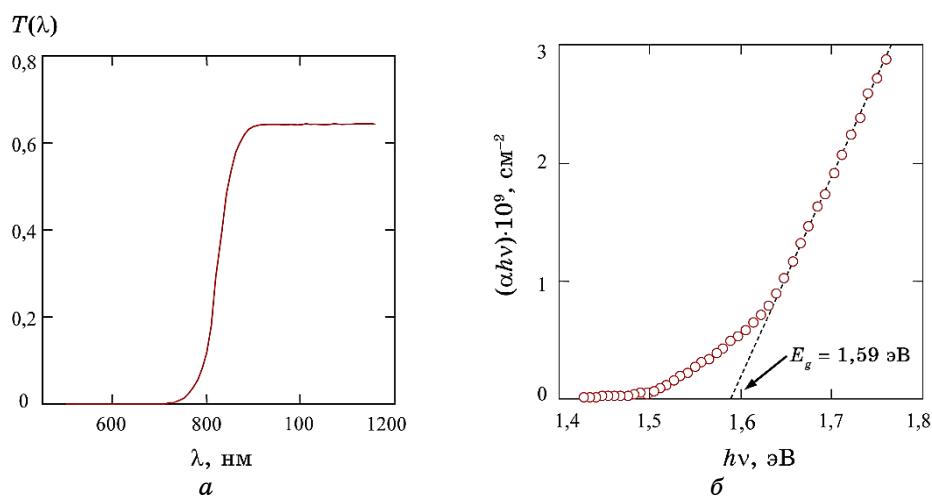


Рис. 1. Спектр оптического пропускания при комнатной температуре (а) и определение ширины запрещённой зоны (б) по краю фундаментального поглощения слоя $\text{Cd}_{0.92}\text{Mg}_{0.08}\text{Te}$.¹

есть 2,67, можно получить коэффициент отражения $R = (n - 1)^2 / (n + 1)^2 = 0,207$. Из этого следует, что исследованные слои $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ в спектральной области $\lambda > 850$ нм достаточно прозрачны, что важно для их использования в tandemных солнечных элементах.

На рисунке 1, б приведено сравнение края поглощения слоя $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ с выражением $\alpha = \alpha_0(h\nu - E_g)/h\nu$ для межзонных переходов в прямозонных полупроводниках. Как видно, на кривой отчётливо проявляется прямолинейная область, отсекающая на оси абсцисс значение $h\nu = 1,59$ эВ. Согласно формуле $E_g = 1,46 + 1,71x$, энергия 1,59 эВ соответствует $x = 0,08$ [10].

3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУР

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) гетероструктуры $\text{CdS}/\text{Cd}_{0,92}\text{Mg}_{0,08}\text{Te}$ показана на рис. 2 кружками. Как видно, гетероструктура обладает ярко выраженными выпрямляющими свойствами (прямой ток при 8 В превышает обратный на 4 порядка). Экспоненциальное увеличение прямого тока с напряжением $I \propto \exp(qV/nkT)$ ($n \approx 2$) на участке $V = 0,1-0,5$ В является наиболее характерным для исследуемых образцов (q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана).

Использование модели генерации-рекомбинации в области пространственного заряда (ОПЗ) Саа-Нойса-Шокли хорошо объясняет наблюдаемые ВАХ гетероструктуры $\text{CdS}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$, так же, как это делается в отношении солнечных элементов

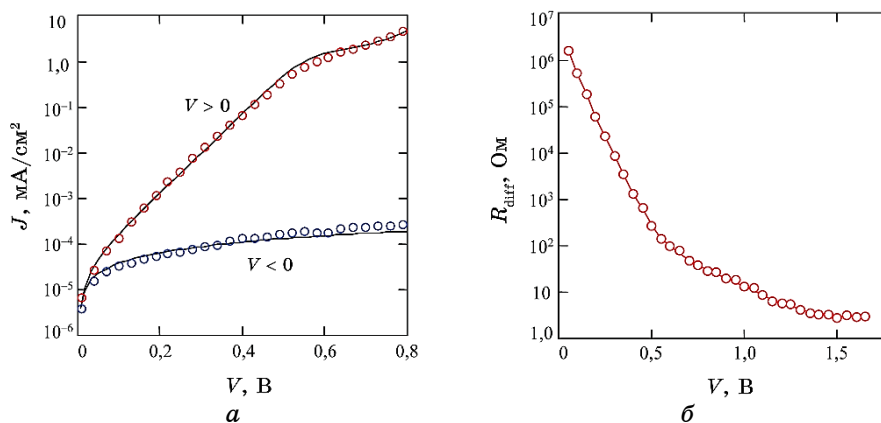


Рис. 2. Зависимости плотности тока (а) и дифференциального сопротивления (б) гетероструктуры $\text{CdS}/\text{Cd}_{0,92}\text{Mg}_{0,08}\text{Te}$ от приложенного напряжения.²

CdS/CdTe [11]. Согласно теории, скорость генерации–рекомбинации в сечении x ОПЗ при напряжении V определяется выражением:

$$U(x, V) = \frac{n(x, V)p(x, V) - n_i^2}{\tau_{p0}[n(x, V) + n_1] + \tau_{n0}[p(x, V) + p_1]}, \quad (1)$$

где $n(x, V)$ и $p(x, V)$ — концентрации носителей в ОПЗ в зоне проводимости и валентной зоне соответственно; n_i — концентрация собственных носителей в полупроводнике; $\tau_{n0} = 1/\sigma_n \nu_{th} N_t$ и $\tau_{p0} = 1/\sigma_p \nu_{th} N_t$ — времена жизни электронов и дырок в полупроводнике p - и n -типа; σ_n и σ_p — сечения захвата электронов и дырок соответственно; ν_{th} — тепловая скорость носителей заряда; N_t — концентрация центров генерации–рекомбинации.

Величины n_1 и p_1 в (1) определяются энергией ионизации центра генерации–рекомбинации E_t , измеренной от вершины валентной зоны: $n_1 = N_c \exp[-(E_g - E_t)/kT]$, $p_1 = N_v \exp(-E_t/kT)$, где $N_c = 2(m_n kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ и $N_v = 2(m_p kT/2\pi\hbar^2)^{3/2}$ — эффективные плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне, а m_n и m_p — эффективные массы электрона и дырки соответственно. Выражения для $n(x, V)$ и $p(x, V)$ в ОПЗ имеют вид [12]:

$$n(x, V) = N_v \exp\left[-\frac{E_g - \Delta\mu - \phi(x, V) - qV}{kT}\right], \quad (2)$$

$$p(x, V) = N_v \exp\left[-\frac{\Delta\mu + \phi(x, V)}{kT}\right], \quad (3)$$

где $\Delta\mu$ — энергетическое расстояние между уровнем Ферми и вершиной валентной зоны в объёмной части слоя $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$. Плотность тока рекомбинации при прямом смещении и ток генерации при обратном смещении находят путём интегрирования $U(x, V)$ по всему обеднённому слою.

На рисунке 2, а приведено сравнение измеренных ВАХ солнечных элементов $\text{CdS}/\text{Cd}_{0,92}\text{Mg}_{0,08}\text{Te}$ (кружки) с результатами расчёта (сплошные линии). При расчёте необходимо было знать удельное сопротивление ρ $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$. Значение ρ можно найти из зависимости дифференциального сопротивления R_{dif} диодной структуры от напряжения, показанного на рис. 2, б. При больших прямых напряжениях смещения потенциальный барьер компенсируется, и поэтому значение R_{dif} совпадает с сопротивлением слоя $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ — в данном случае 3 Ом. Зная площадь и толщину слоя, можно найти $\rho = 2 \cdot 10^3$ Ом·см, концентрацию дырок как $p = 1/q\rho\mu_p = 7 \cdot 10^{13}$ см⁻³ и энергию уровня Ферми для подстановки в уравнения (2) и (3) $\Delta\mu = kT \ln(N_v/p) = 0,31$ эВ (при $\mu_p = 40$ см²/В·с [13]).

Другими параметрами слоя $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ являются концентрация некомпенсированных примесей $N_a - N_d$, определяющая ширину ОПЗ и время жизни носителей заряда в ОПЗ τ_{n0} и τ_{p0} . Согласно теории Саа–Нойса–Шокли, прямой ток определяется величиной $[\tau_{n0}\tau_{p0}(N_a - N_d)]^{1/2}$. Принимая во внимание $N_a - N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $(\tau_{n0}\tau_{p0})^{1/2} = 10^{-9} \text{ с}$ для типичного солнечного элемента [14], имеем $[\tau_{n0}\tau_{p0}(N_a - N_d)]^{1/2} = 7 \cdot 10^{-2} \text{ с} \cdot \text{см}^{-3/2}$. Для наилучшего совпадения рассчитанных значений тока с экспериментальными результатами на рис. 2, а, следует принять $[\tau_{n0}\tau_{p0}(N_a - N_d)]^{1/2} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ с} \cdot \text{см}^{-3/2}$. Такое расхождение может быть объяснено более коротким временем жизни носителей заряда, которое часто наблюдается для тонких плёнок CdTe.

Из рисунка 2, а видно, результаты расчётов очень хорошо согласуются с экспериментальными данными при $V = 0 - 0,8 \text{ В}$. При этом прямой ток следует зависимости $I \propto \exp(qV/nkT)$ в пределах 4 порядков при $n = 1,9$. Отличие в значении n от 2 объясняется тем, что, согласно теории, зависимость тока рекомбинации от напряжения определяется как показателем $\exp(qV/2kT)$, так и предэкспоненциальным множителем $(E_g - 2\Delta\mu - qV)^{-1/2}$, что несколько ускоряет увеличение тока с напряжением и, тем самым, уменьшает фактор идеальности [12]. Теория также даёт точное описание зависимости $J(V)$ при $V > 0,5 \text{ эВ}$, если принять $\phi_0 = 0,76 \text{ эВ}$ (рис. 2, а). Отметим, что падением напряжения на последовательном сопротивлении слоя $\text{Cd}_{0,92}\text{Mg}_{0,08}\text{Te}$ толщиной в несколько микрон ($\rho = 2 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$) можно пренебречь даже при максимально возможных плотностях тока. Как видно (рис. 2, а), теория хорошо описывает и обратную вольт-амперную характеристику.

4. СПЕКТРЫ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

Измеренный спектр квантовой эффективности исследуемого солнечного элемента $\text{CdS}/\text{Cd}_{0,92}\text{Mg}_{0,08}\text{Te}$ показан на рис. 3 кружками, а результаты расчёта — сплошной линией. Расчёт выполнен на основе теоретической модели, используемой для солнечных элементов CdS/CdTe [15].

При расчётах учитывалась фотогенерация электронно-дырочных пар в ОПЗ (дрейфовая компонента) и в нейтральной части слоя поглотителя CdTe (диффузионная компонента). Для дрейфовой составляющей эффективности можно использовать результаты теории для диода CdTe Шоттки с учётом рекомбинации на фронтальной поверхности слоя поглотителя [16]:

$$\eta_{\text{drift}} = \frac{1 + S_f / D_p [\alpha + (2 / W)(\phi_0 - qV) / kT]^{-1}}{1 + S_f / D_p [(2 / W)(\phi_0 - qV) / kT]^{-1}} - e^{-\alpha W}, \quad (4)$$

где α — коэффициент оптического поглощения, S_f — скорость рекомбинации на фронтальной поверхности, $D_p \frac{kT\mu_p/q}{\alpha} — коэффициент диффузии дырок, $W = (2\varepsilon\varepsilon_0\phi_0/q(N_a - N_d))^{1/2}$ — ширина ОПЗ, ε — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 — электрическая постоянная.$

Для диффузионной компоненты фотоэлектрического квантового выхода, которая учитывает поверхностную рекомбинацию на тыльной поверхности слоя CdTe, мы можем использовать точное выражение, полученное для p -слоя в солнечном элементе с p - n -переходом [17]:

$$\eta_{\text{dif}} = \frac{\alpha L_n}{\alpha^2 L_n^2 - 1} e^{-\alpha W} \left\{ \alpha L_n - S_b L_n / D_n \times \right. \\ \left. \times \frac{\left[\cosh((d - W) / L_n) - e^{-\alpha(d - W)} \right] + \sinh((d - W) / L_n) + \alpha L_n e^{-\alpha(d - W)}}{S_b L_n / D_n \sinh((d - W) / L_n) + \cosh((d - W) / L_n)} \right\}, \quad (5)$$

где d — толщина слоя поглотителя, S_b — скорость рекомбинации на тыльной поверхности слоя, $L_n = (\tau_n \cdot D_n)^{1/2}$ — длина диффузии электронов в нейтральной части поглотителя.

Следует также учитывать тот факт, что солнечное излучение до того, как оно достигает слоя CdTe, проходит через стеклянную пластину, прозрачный проводящий слой (TCO) и плёнку CdS, спектральное распределение которых $T(\lambda)$ можно определить, зная оптические константы используемых материалов и их толщину [9]. Таким образом, внешний квантовый выход фотоэлектрического преобразования солнечного элемента CdS/Cd_{1-x}Mg_xTe можно записать в виде: $\eta_{\text{ext}} = T(\lambda)(\eta_{\text{drift}} + \eta_{\text{dif}})$.

Сравнение результатов расчётов с использованием формул (4) и (5) с измеренными спектрами, показанными на рис. 3, указывает на правильность выбранной модели для описания процессов.

Наилучшее соответствие результатов расчётов с экспериментальными данными достигается при концентрации некомпенсированных акцепторов $N_a - N_d = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и времени жизни электронов в слое Cd_{1-x}Mg_xTe $\tau_n = 9 \cdot 10^{-11} \text{ с}$. Для наилучшего совпадения с экспериментальными данными толщина плёнки CdS d_{CdS} была принята равной 50 нм, хотя при изготовлении гетероструктуры толщина слоя была CdS около 100 нм. Наблюдаемое уменьшение толщины плёнки CdS может быть объяснено смешиванием (внутренней диффузией) между слоями CdS и Cd_{1-x}Mg_xTe.

На рисунке 3 также для сравнения показан спектр квантовой эффективности солнечного элемента CdS/CdTe, изготовленного по той же технологии. Наилучшее соответствие между результатами расчётов и измерениями в этом случае достигается при $\tau_n = 2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ и $N_a - N_d = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

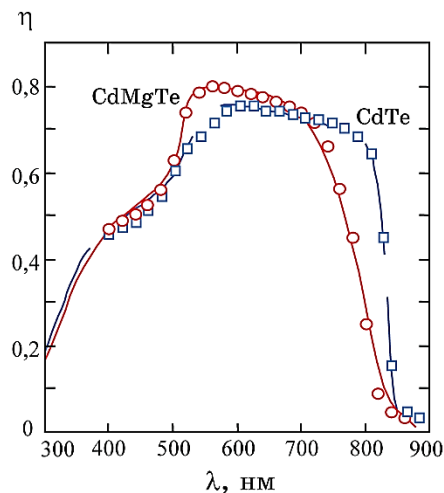


Рис. 3. Измеренные спектры квантовой эффективности солнечных элементов $\text{CdS}/\text{Cd}_{0.92}\text{Mg}_{0.08}\text{Te}$ и CdS/CdTe (кружки и квадраты соответственно) по сравнению с результатами расчётов (сплошные линии).³

Как и следовало ожидать, наиболее существенным различием между спектрами эффективности солнечных элементов CdS/CdTe и $\text{CdS}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ является сдвиг длинноволнового края чувствительности солнечного элемента $\text{CdS}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ в область коротких длин волн, поскольку ширина запрещённой зоны $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ больше, чем у CdTe . Кроме того, квантовая эффективность $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ увеличивается с уменьшением λ более плавно из-за того, что край поглощения $\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ значительно размыт по сравнению с бинарным полупроводником.

5. ВЫВОДЫ

Исследованы электрические и спектральные характеристики солнечных элементов $\text{CdS}/\text{Cd}_{0.92}\text{Mg}_{0.08}\text{Te}$. Хорошее согласие расчётных данных и результатов измерений показывает, что физические модели, разработанные для интерпретации ВАХ и квантовых спектров эффективности тонкоплёночных солнечных элементов CdS/CdTe , полностью применимы для структур $\text{CdS}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Выражаем благодарность X. Mathew (Centro de Investigacion en Energia, Universidad Nacional Autonoma de Mexico) за предостав-

ленные для исследований гетероструктуры.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА—REFERENCES

1. <https://www.nrel.gov/pv/assets/pdfs/pv-efficiency-chart.20190103.pdf>.
2. <https://www.nrel.gov/pv/assets/pdfs/research-module-efficiency-chart.20190128.pdf>.
3. E. Garnett and P. Yang, *Nano Lett.*, **10**: 1082 (2010).
4. H. Dang and V. P. Singh, *Sci. Rep.*, **5**: 14859 (2015).
5. O. L. Muskens, S. L. Diedenhofen, B. C. Kaas, R. E. Algra, E. P. A. M. Bakkers, J. Gómez Rivas, and A. Lagendijk, *Nano Lett.*, **9**: 930 (2009).
6. Z. Wu, J. B. Neaton, and J. C. Grossman, *Phys. Rev. Lett.*, **100**: 246804 (2008).
7. P. Madras, E. Dailey, and J. Drucker, *Nano Lett.*, **9**: 3826 (2009).
8. O. S. Martinez, D. Reyes-Coronado, and X. Mathew, *Proc. SPIE 7409. Thin Film Solar Technology (August 20, 2009)*, 74090V.
9. L. A. Kosyachenko, X. Mathew, O. L. Maslyanchuk, T. I. Mykytyuk, I. M. Fodchuk, and V. V. Kulchynsky, *Solar Energy*, **116**: 399 (2015).
10. R. Dhere, K. Ramanathan, J. Scharf, H. Moutinho, B. To, A. Duda, and R. Noufi, *Conference Record of the 2006 IEEE 4th World Conference (7–12, May 2006)*, vol. **1**, p. 546.
11. C. Sah, R. Noyce, and W. Shockley, *Proceedings of the IRE*, **46**: 1228 (1957).
12. L. A. Kosyachenko, O. L. Maslyanchuk, V. V. Motushchuk, and V. M. Sklyarchuk, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, **82**: 65 (2004).
13. M. Gloeckler, A. L. Fahrenbruch, and J. R. Sites, *Proceedings of 3rd World Conference on Photovoltaic Energy Conversion (18 May, 2003, Osaka, Japan)*, vol. **1**, p. 491.
14. T. A. Gessert, W. K. Metzger, P. Dippo, S. E. Asher, R. G. Dhere, and M. R. Young, *Thin Solid Films*, **517**: 2370 (2009).
15. L. A. Kosyachenko, O. L. Maslyanchuk, V. V. Motushchuk, and V. M. Sklyarchuk, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, **82**: 65 (2004).
16. L. A. Kosyachenko, A. I. Savchuk, and E. V. Grushko, *Thin Solid Films*, **517**: 2386 (2009).
17. S. M. Sze and K. Ng. Kwok, *Physics of Semiconductor Devices* (New Jersey: Wiley–Interscience: 2006).

*Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University,
2 Kotsyubynsky Str.,
58012 Chernivtsi, Ukraine*

¹ Fig. 1. Optical transmission spectra at room temperature (a) and calculation of band gap E_g (b) by $\text{Cd}_{0.92}\text{Mg}_{0.08}\text{Te}$ layer absorption edge.

² Fig. 2. Current density (a) and differential resistance (b) dependences on applied voltage on $\text{CdS}/\text{Cd}_{0.92}\text{Mg}_{0.08}\text{Te}$ heterostructure.

³ Fig. 3. Measured quantum efficiency spectra of $\text{CdS}/\text{Cd}_{0.92}\text{Mg}_{0.08}\text{Te}$ and CdS/CdTe solar cells (circles and squares, respectively) in comparison with calculation results (solid lines).