

УДК 538.915; 538.935

**Я.Б. Мартынов<sup>1)</sup>, П.П. Гладышев<sup>1,2)</sup>, Р.Г. Назмитдинов<sup>2)</sup>,  
И.А.Таначев<sup>1)</sup>, В.В. Тузова<sup>1,3)</sup>, С.В.Филин<sup>1,3)</sup>, А.А. Ходин<sup>4)</sup>**

<sup>1)</sup> ФГУП «Научно–исследовательский институт прикладной акустики»;  
ул. 9 Мая, д. 7А, г. Дубна, Московская область, 141980, Россия;  
e–mail: yaroslavmartynov@yandex.ru

<sup>2)</sup>Международный университет природы, общества и человека «Дубна»,  
ул. Университетская, д. 19, г. Дубна, Московская область, 141980, Россия;

<sup>3)</sup>ООО «ВольтаикГруп», ул. Университетская, д. 19, г. Дубна,  
Московская область, 141980, Россия;

<sup>4)</sup> Институт физики, НАН Беларуси, пр. Независимости, д. 68, Минск,  
220072, Беларусь

## **ВЕРИФИКАЦИЯ ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ ГЕТЕРОСТРУКТУРНОГО ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ**

*Получена 19 июня 2012 года*

*Опубликована 17 декабря 2012 года*

01.04.10 – Физика полупроводников

В рамках гидродинамического подхода построена одномерная модель фотоэлектрического преобразователя (ФЭП) с целью анализа его характеристик. Продемонстрировано согласие между результатами, полученными для различных характеристик CdTe–CdS ФЭП в рамках предложенной модели, с экспериментом и с результатами, полученными с помощью стандартной программы AMPS–1D.

Проанализированы важные для интерпретации измеренных вольт–амперных характеристик (ВАХ) особенности ВАХ CdS–CdTe ФЭП с тонким слоем CdTe, связанные с наличием паразитного барьера Шоттки к p–области.

Ключевые слова: фотоэлектрический преобразователь, одномерная модель, p–n переход, барьер Шоттки, метод конечных разностей.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Одним из наиболее экологически чистых источников энергии является солнечное излучение. Задача преобразования солнечной энергии в электрическую приобретает все большее значение по мере истощения доступных углеводородных ресурсов. Поэтому в настоящее время наблюдается бурное развитие и производство различных преобразователей, основанных на солнечных элементах. Последние достижения как в физике,

так и в химии многокомпонентных материалов позволяют заметно улучшить коэффициент полезного действия (к.п.д.) солнечных фотоэлектрических преобразователей (ФЭП), а также снизить их себестоимость. Одним из перспективных направлений, возникшим в результате требования эффективности ФЭП, с одной стороны, и дешевизны производства, с другой, является создание многослойных полупроводниковых гетероструктур. Оценка эффективности работы ФЭП на таких гетероструктурах требует исследования влияния различных параметров на его выходные характеристики. Одним из возможных способов оптимизации параметров рассматриваемой системы является численный анализ уравнений переноса электронов и дырок, индуцированных солнечным излучением.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

### 1. Уравнения модели гетероструктурного ФЭП

Для описания движения носителей заряда в полупроводниковых структурах с гетеропереходами обычно используют квазигидродинамическую модель, впервые предложенную в работе [1]. В этой модели перенос электронов и дырок анализируется с помощью уравнений, описывающих временную эволюцию электронно–дырочной полупроводниковой плазмы. При этом необходимо решить следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_n(\vec{E}_n, \varepsilon_n, n) = T - R, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{j}_p(\vec{E}_p, \varepsilon_p, p) = T - R, \quad (2)$$

$$\vec{j}_n(\vec{E}_n, \varepsilon_n, n) = -q n \mu_n(\varepsilon_n) \vec{E}_n - q D_n(\varepsilon_n) \operatorname{grad} n, \quad (3)$$

$$\vec{j}_p(\vec{E}_p, \varepsilon_p, p) = +q p \mu_p(\varepsilon_p) \vec{E}_p - q D_p(\varepsilon_p) \operatorname{grad} p, \quad (4)$$

$$\vec{j} = \vec{j}_n - \vec{j}_p, \quad (5)$$

где введены следующие обозначения:

$q$  – заряд электрона,

$n, p$  – концентрации электронов и дырок,

$\vec{j}_n, \vec{j}_p, \varepsilon_n, \varepsilon_p$  – плотности тока электронов и дырок, плотности энергии электронного и дырочного газов, соответственно;

$T, R$  – скорости фото– или ударной ионизации носителей тока и их рекомбинации;

$\mu_n, \mu_p, D_n, D_p$  – подвижности и коэффициенты диффузии, зависящие от соответствующих плотностей энергий.

Эти уравнения должны быть дополнены следующими:

$$\frac{\partial(n \cdot \varepsilon_n)}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{\varepsilon n}(\vec{E}_n, \varepsilon_n, n) = \Phi_n - \frac{n(\varepsilon_n - \varepsilon_0)}{\tau_{\varepsilon n}}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial(p \cdot \varepsilon_p)}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_{\varepsilon p}(\vec{E}_p, \varepsilon_p, p) = \Phi_p - \frac{p(\varepsilon_p - \varepsilon_0)}{\tau_{\varepsilon p}}, \quad (7)$$

$$\vec{j}_{\varepsilon n} = \frac{1}{q} \gamma_n(\varepsilon_n) \varepsilon_n \vec{j}_n - \frac{2}{3k} \chi_n \operatorname{grad}(\varepsilon_n), \quad (8)$$

$$\vec{j}_{\varepsilon p} = \frac{1}{q} \gamma_p(\varepsilon_p) \varepsilon_p \vec{j}_p - \frac{2}{3k} \chi_p \operatorname{grad}(\varepsilon_p), \quad (9)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = -\frac{4\pi q}{\varepsilon} (n - p + N_A - N_d), \quad (10)$$

$$\vec{E}_n = \vec{E} - \nabla \cdot E_C, \quad (11)$$

$$\vec{E}_p = \vec{E} - \nabla \cdot E_V. \quad (12)$$

Здесь  $\vec{j}_{\varepsilon n}, \vec{j}_{\varepsilon p}$  – потоки плотностей энергии электронного ( $\varepsilon_n$ ) и дырочного ( $\varepsilon_p$ ) газов;

$\gamma_n, \gamma_p, \chi_n, \chi_p, \tau_{\varepsilon n}, \tau_{\varepsilon p}$  – дифференциальные термо–э.д.с., теплопроводности и времена релаксации по энергии электронов и дырок, соответственно;

$\Phi_n = -(\vec{j}_n \cdot \vec{E}_n), \Phi_p = (\vec{j}_p \cdot \vec{E}_p)$  – плотности источников энергии, передаваемой электрическим полем электронному и дырочному газу, соответственно;

$\varepsilon$  – относительная диэлектрическая проницаемость,  $k$  – постоянная Больцмана,

$T_0$  – температура кристаллической решетки полупроводникового материала,

$$\varepsilon_0 = \frac{3kT_0}{2q},$$

$t$  – время.

Кроме того,  $E = \vec{\nabla}\varphi$  – вектор напряженности электрического поля,

$\varphi$  – потенциал электрического поля;

$E_C$ ,  $E_V$  – энергии края зоны проводимости и валентной зоны.

Для скорости фотоионизации использовалась формула [2]:

$$T(x) = \int_0^{\infty} \alpha(\lambda) \cdot F(\lambda) \cdot e^{-\alpha(\lambda)x} d\lambda, \quad (13)$$

где  $\alpha(\lambda)$  – коэффициент поглощения,

$F(\lambda)$  – плотность потока падающих фотонов в единичном спектральном интервале.

Скорость рекомбинации определялась уравнением [2]:

$$R = \frac{np - n_i^2}{\tau_p n + \tau_n p}, \quad (14)$$

где  $\tau_n$ ,  $\tau_p$  – времена жизни электронов и дырок,

$n_i$  – концентрация носителей в собственном полупроводнике.

Система нелинейных уравнений (1–14) содержит несколько характерных времен, которые значительно отличаются друг от друга. Например, для обычного кремниевого ФЭП с параметрами, указанными на рисунке 1, так называемое время максвелловской релаксации  $\tau_M \cong 10^{-4}$  псек является наименьшим. Время пролета носителями тока (в кремнии максимальная скорость дрейфа  $\sim 10^7$  см/сек) области p–n перехода ( $\sim 0.5$  мкм),

обедненной свободными электронами и дырками, составляет  $\tau_n \cong 5$  псек. Время жизни носителей тока, являющееся важной характеристикой для ФЭП, в случае кремния составляет  $\tau_n \sim 10^7$  псек для электронов и  $\tau_p \sim 4 \cdot 10^5$  псек для дырок.

Система (1–14) решалась численно с помощью метода конечных разностей. Для нахождения вольт–амперной характеристики ФЭП использовался метод установления [3]. Суть метода состоит в задании простых начальных условий, для которых известно решение (1–14). Например, это может быть состояние, при котором отсутствует объемный заряд внутри рассматриваемой области; для потенциала электрического поля  $\varphi$  заданы нулевые граничные условия; энергии электронного  $\varepsilon_n$  и дырочного  $\varepsilon_p$  газов равны энергии решетки  $\varepsilon_0$ . Затем для  $\varphi$  задаются требуемые граничные условия, и решение уравнений (1–14) в следующий момент времени  $t$  считается найденным, если оно перестает зависеть от времени. Чтобы шаг по времени не ограничивался наименьшим из характерных времён задачи, указанных выше, применялся полуявный метод предиктор–корректор. Каждое из уравнений (1–14), содержащее время, записывалось неявным образом лишь по «своей» переменной. Корректор необходим для восстановления нарушенного закона сохранения полного тока – закона Кирхгофа. Рассматриваемая схема позволяет увеличивать дискретный шаг по времени вплоть до  $5000 \tau_m$ . Подробности численного метода решения системы уравнений (1–14) изложены в работе [4]. Авторами создана программа One–dimensional device analysis (ODA), основанная на одномерном варианте этого метода.

2. Входные данные CdTe–CdS ФЭП для программ ODA и AMPS–1D.

Полученные с помощью программы ODA результаты расчета измеренных в [5,6] характеристик CdTe–CdS ФЭП сравнивались с результатами расчета тех же характеристик на основе стандартной программы AMPS–1D. Необходимые для обеих программ входные данные, а также рассчитанные с помощью AMPS–1D выходные характеристики ФЭП приведены в работе [7]. Заметим, в литературе данные по спектрам поглощения CdTe и CdS достаточно редки. И лишь в работе [7] приведены как измеренные спектры поглощения, так и такие важные выходные характеристики ФЭП как спектральный фотоотклик и вольт–амперные характеристики (ВАХ) для ФЭПа.

В таблице 1 и на рисунках 1, 2 приведены параметры полупроводниковых материалов, использованные для расчета спектрального фото–отклика и ВАХ, с помощью программ ODA и AMPS–1D.

Таблица 1. Список параметров CdTe–CdS ФЭП из [7], использованных для расчетов по программе ODA.

	<i>Передний контакт</i>	<i>n–CdS</i>	<i>p–CdTe</i>	<i>Тыльный контакт</i>
Коэффициент отражения	0.07			0
Высота барьера Шоттки (БШ) ( $U_b$ ), (эВ)	0.1			0–0.5
Толщина слоя, (мкм)	–	0.1	2.1–5	–
Относительная диэлектрическая проницаемость ( $\epsilon$ )	–	9	9.4	–
Электронное сродство ( $E_C$ ), (эВ)	–	4.5	4.28	–
Ширина запрещенной зоны, (эВ)	–	2.42	1.5	–
Плотность состояний, зона проводимости ( $cm^{-3}$ )	–	$1.8 \times 10^{19}$	$7.5 \times 10^{17}$	–
Плотность состояний, валентная зона ( $cm^{-3}$ )	–	$2.4 \times 10^{18}$	$1.8 \times 10^{18}$	–
Концентрация доноров ( $N_d$ ) (акцепторов ( $N_A$ )), ( $cm^{-3}$ )	–	$10^{17}$	$10^{14}$ – $10^{15}$	–
Подвижность электронов ( $\mu_n$ ), ( $cm^2/(В сек)$ )	–	350	500	–
Подвижность дырок ( $\mu_p$ ), ( $cm^2/(В сек)$ )	–	50	60	–
Время жизни ( $\tau_n, \tau_p$ ), (сек)	–	$10^{-9}$	$10^{-9}$	–

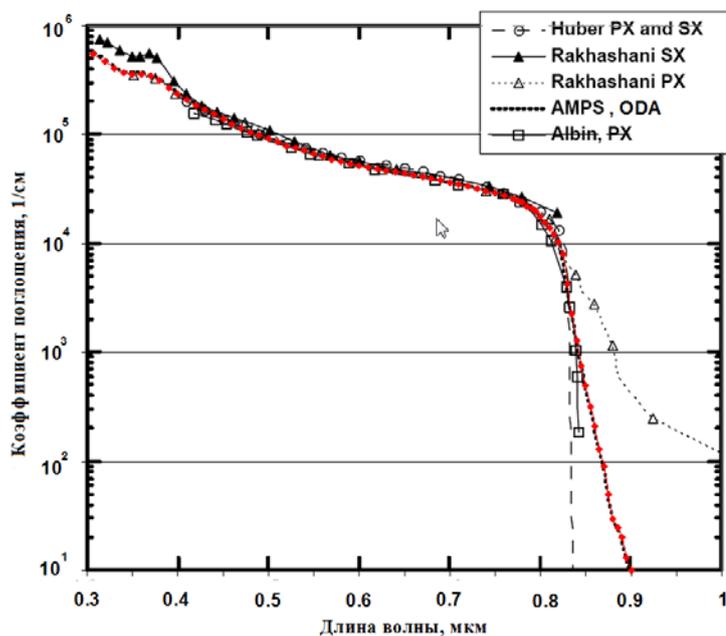


Рис. 1. Измеренные спектры поглощения CdTe.  
SX, PX – монокристаллический и поликристаллический CdTe, соответственно.  
Rakhashani – данные из [8], Huber, Albin – из [7].

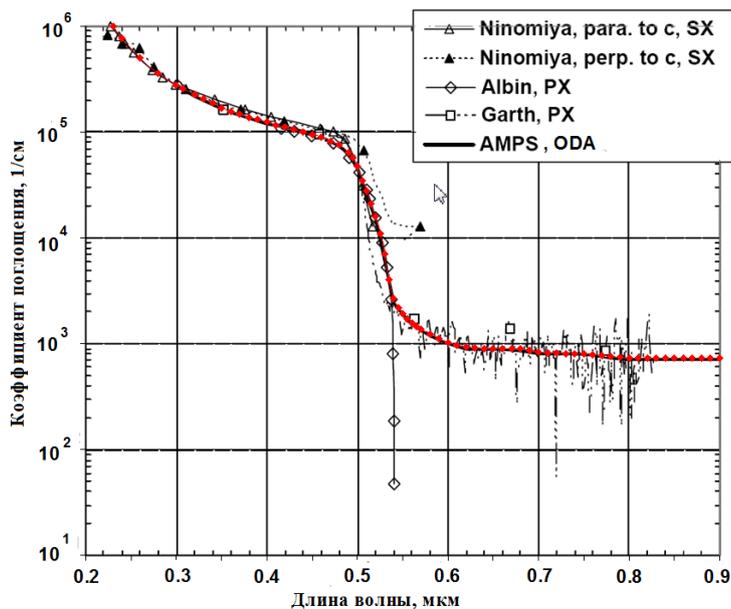


Рис. 2. Измеренные спектры поглощения CdS.  
Ninomiya – данные из [9], вектор электрического поля параллелен (para) и перпендикулярен (perp) оси симметрии кристалла с, Albin и Garth – из [7].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

## 1. Расчет спектрального отклика ФЭП

На рисунке 3 приведены результаты сравнения измеренного и рассчитанного с помощью программ ODA и AMPS-1D спектрального отклика ФЭП с использованием значений параметров из таблицы 1. Видно, что спектральный отклик, рассчитанный с помощью программы ODA, при концентрации акцепторов в CdTe  $N_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$  неплохо воспроизводит результаты программы AMPS-1D. С другой стороны, наблюдается прекрасное согласие с измеренным спектральным откликом. Заметим, что наилучшее совпадение с экспериментом дали расчеты по программе ODA с  $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (рис. 3).

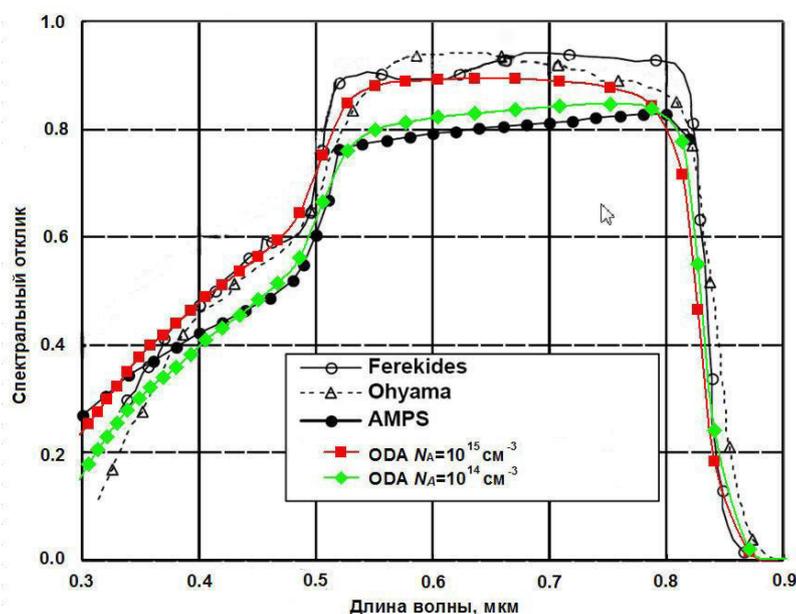


Рис. 3. Сравнение расчетов спектрального отклика ФЭП по программам AMPS-1D и ODA с экспериментом. В расчетах по ODA принято, что толщина CdTe слоя равна 2.1 мкм, время жизни носителей тока в CdTe равно 1 нсек. Концентрация акцепторов в CdTe в AMPS-1D равнялась  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а в ODA варьировалась от  $10^{14}$  до  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Ferekides – данные измерений из [5], Ohyama – данные измерений из [6].

## 2. Расчет вольт–амперных характеристик ФЭП

К сожалению, в [7] не приведены измеренные ВАХ для ФЭП. Поэтому приходится сравнивать лишь результаты расчетов этих характеристик по программам AMPS–1D и ODA (рис. 4).

Из рисунка 4 видно, что результаты расчета по двум программам токов в пологой части ВАХ как освещенного, так и неосвещенного ФЭП, находятся в хорошем соответствии. Однако, различия по величине полной контактной разности потенциалов ( $U_{bf}$ ) и напряжению холостого хода ( $U_{xx}$ ) велики, особенно для ФЭП с барьером Шоттки к CdTe, имеющим встроенный потенциал  $U_b = 0.5$  эВ.

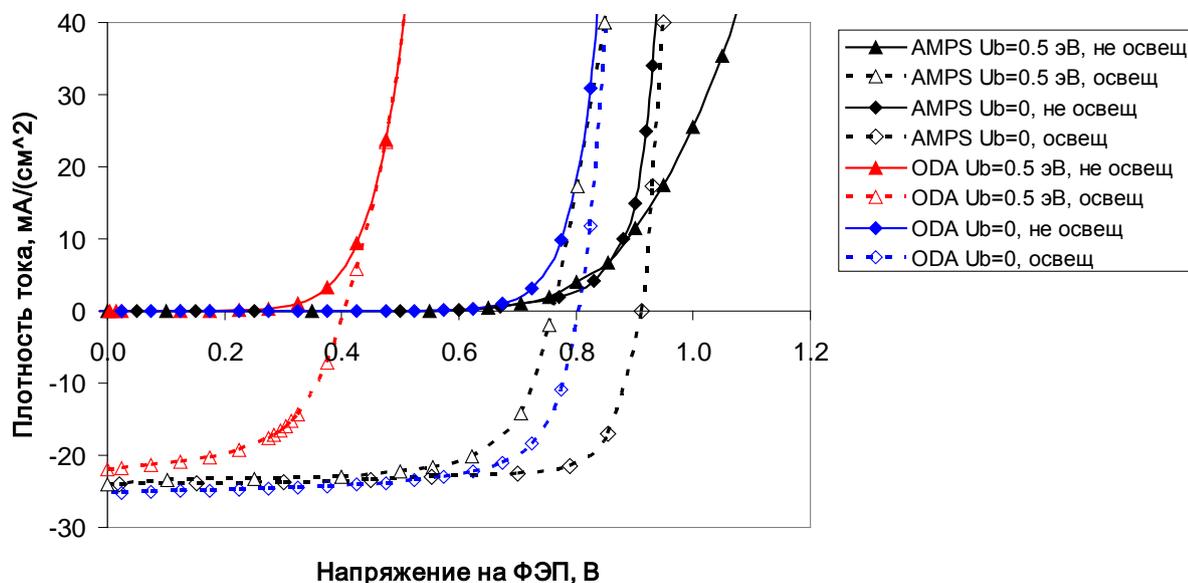


Рис. 4. Рассчитанные по программам AMPS–1D и ODA (выделены цветом) ВАХ для разной высоты барьера Шоттки к р–области ( $U_b$ ) соответствуют толщине CdTe слоя, равной 2 мкм. Время жизни носителей тока в CdTe – 1 нсек.

Приведем несколько аргументов в пользу результатов, полученных с помощью программы ODA. Заметим, что n–р переход CdS–CdTe и барьер Шоттки к CdTe образуют два выпрямляющих контакта, включенных

навстречу друг другу. Если величина встроенного потенциала барьера Шоттки ( $U_b$ ) окажется равной величине встроенного потенциала  $n$ - $p$  перехода ( $U_{bnp}$ ), то исчезает полная контактная разность потенциалов всего устройства ( $U_{bf}=U_{bnp}-U_b$ ). При этом напряжение холостого хода ФЭП также обращается в нуль. Оценка встроенного потенциала  $n$ - $p$  перехода дает величину  $U_{bnp} \sim 0.9$  В. Поэтому следует ожидать, что разница в напряжениях холостого хода для ФЭП с  $U_b = 0.5$  В и  $U_b = 0$  должна быть порядка 0.5 В, а  $U_{xx}$  всего устройства с  $U_b = 0.5$  В – около 0.4 В. Именно такое напряжение  $U_{xx} = 0.4$  В предсказывает программа ODA, тогда как согласно программе AMPS-1D напряжение  $U_{xx} = 0.78$  В. Вышеупомянутая разница в напряжениях холостого хода равна 0.4 В для ODA и всего лишь  $\sim 0.1$  В для AMPS-1D. Аналогичные результаты получаются и для ФЭП с толщиной CdTe слоя 5 мкм (рис. 5).

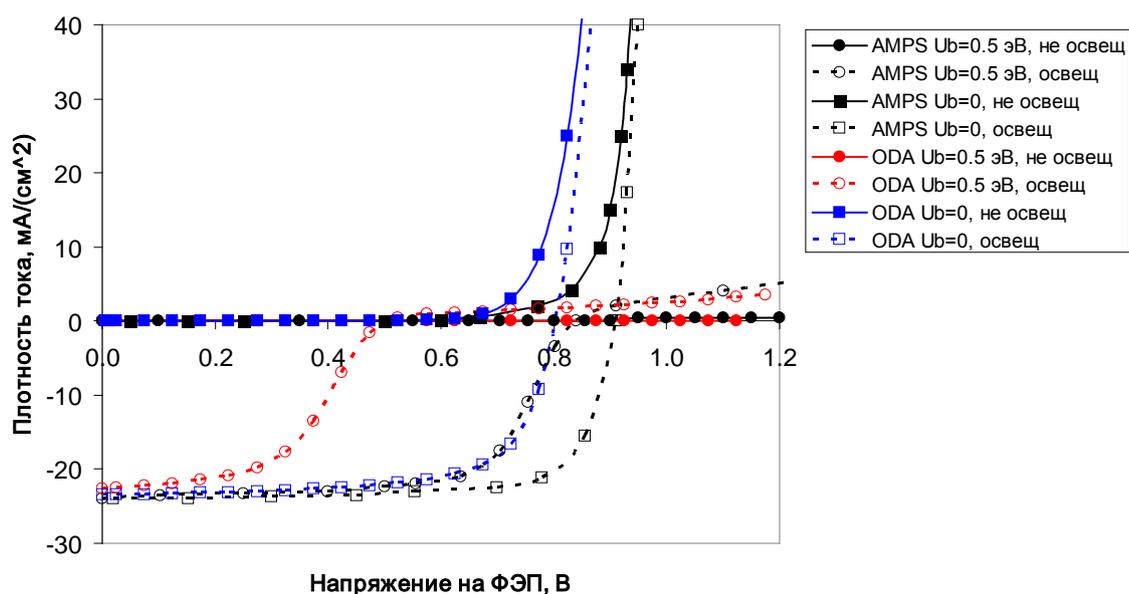


Рис. 5. Рассчитанные по программам AMPS-1D и ODA (выделены цветом) ВАХ для разной высоты барьера Шоттки к  $p$ -области ( $U_b$ ) соответствуют толщине CdTe слоя, равной 5 мкм. Время жизни носителей тока в CdTe – 1 нсек.

Простые аналитические оценки, а также численные расчеты показывают, что CdTe слой ФЭП с параметрами из таблицы 1 полностью обеднен носителями (т.е. концентрация основных носителей – дырок меньше концентрации акцепторов), если освещение отсутствует, а высота барьера Шоттки (БШ), образуемого тыльным контактом, равна 0.5 эВ. Это соответствует режиму «прокола» CdTe слоя [10]. В таких условиях используемая в расчетах простая модель БШ может не работать. Простая модель барьера Шоттки заключается в задании специальных граничных условий, а именно: а) величина граничного потенциала  $\varphi$  в уравнении Пуассона (10) равна высоте БШ  $U_b$ ; б) граничные концентрации электронов и дырок задаются формулой:  $n(p) = N_d(N_A) \exp(-\frac{qU_b}{kT})$ . Для проверки достоверности простой модели БШ была построена более полная модель контакта. Для этого за слоем CdTe помещался еще один слой полупроводника, моделирующий металл. Параметры такого полупроводника подбирались так, чтобы высота потенциального барьера для дырок между полубесконечным слоем CdTe и этим полупроводником в точности равнялась 0.5 эВ. Зонная диаграмма полупроводников, входящих в ФЭП с тыльным контактом, а также оптимальные параметры полупроводника, моделирующего металл, приведены на рисунке 6.

На рисунке 7 приведены ВАХ для ФЭП с толщиной CdTe слоя, равной 2 мкм, и  $U_b = 0.5$  эВ, рассчитанные с помощью новой и упрощенной модели БШ. Видно, что простая модель БШ сохраняет свою достоверность и в условиях полного обеднения основными носителями слоя CdTe, поэтому в дальнейших расчетах будет использована именно эта простая модель.

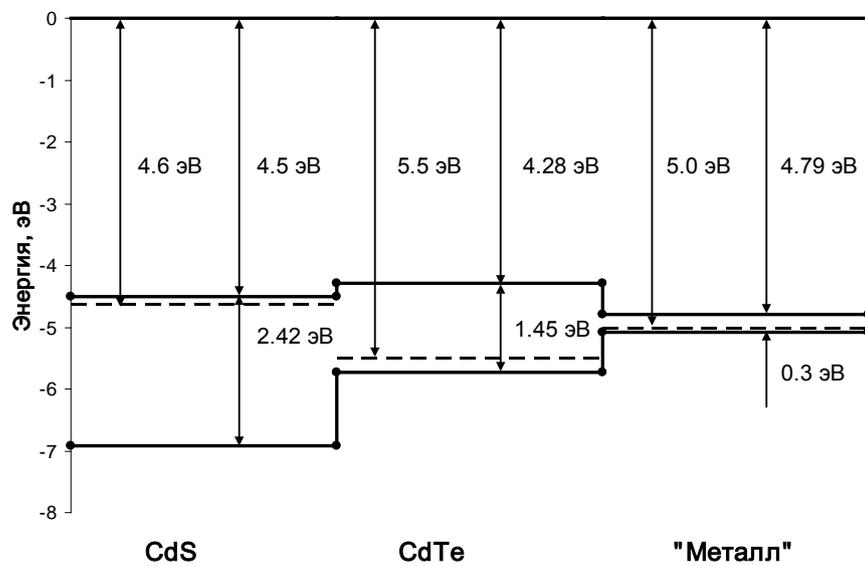


Рис. 6. Зонная диаграмма изолированных полупроводников, входящих в ФЭП с новым тыльным контактом. «Металл» легирован акцепторами с концентрацией  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Пунктиром показаны уровни химического потенциала полупроводников, соответствующие концентрациям примесей из таблицы 1.

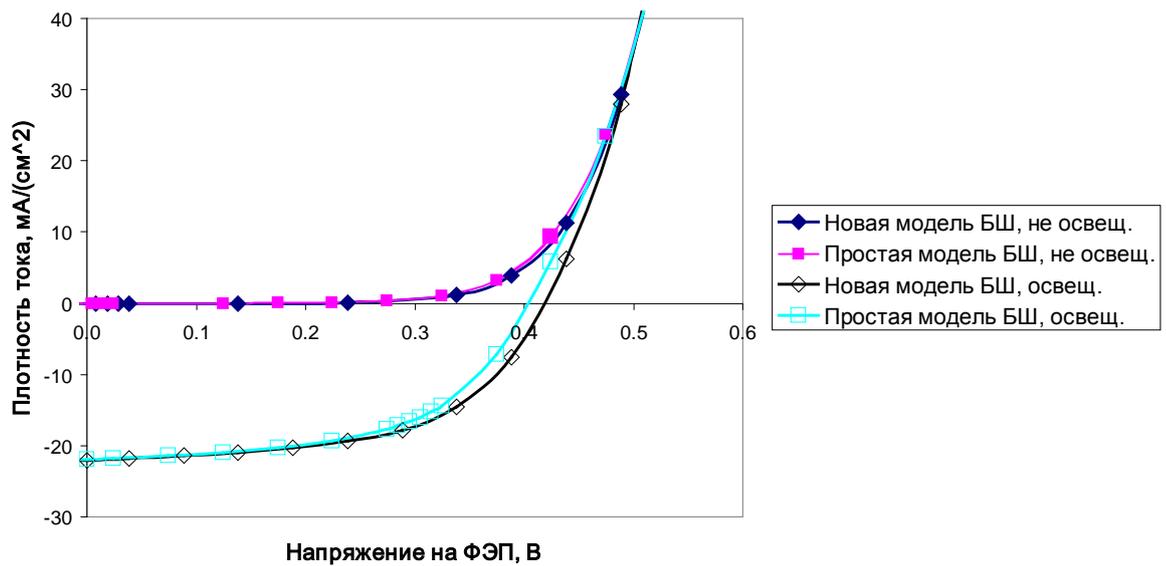


Рис. 7. Рассчитанные с помощью ODA ВАХ ФЭП с разными моделями тыльного контакта и толщиной CdTe слоя, равной 2 мкм.

### 3. Особенности ВАХ CdTe–CdS ФЭП

Сравнивая рассчитанные программой ODA вольт–амперные характеристики ФЭП с разной толщиной CdTe слоя ( $L$ ), можно видеть, что качественный вид этих характеристик сильно зависит от  $L$  и от высоты барьера Шоттки к  $p$ -области ( $U_b$ ) (рис. 4, 5).

Рассмотрим поведение ВАХ неосвещенного ФЭП. Следует ожидать, что напряжение, при котором происходит экспоненциальное нарастание тока через ФЭП, зависит от величины контактной разности потенциалов между крайними полупроводниками, изображенными на рисунке 6 ( $U_{bf}$ ). В данном случае это CdS и полупроводник, моделирующий металл. Контактная разность потенциалов  $U_{bf}$  равна разности химических потенциалов соответствующих полупроводников [2]. Если «металл» образует с CdTe барьер Шоттки высотой  $U_b = 0.5$  эВ, как это показано на рисунке 6, то  $U_{bf} = 0.4$  эВ, независимо от толщины слоя CdTe. Если «металл» образует омический контакт с CdTe, то  $U_{bf} = 0.9$  эВ. Однако, если высота барьера Шоттки достаточно велика, то ожидаемое экспоненциальное нарастание тока происходит лишь в достаточно тонкой структуре с  $L = 2$  мкм (рис. 4).

В структуре с  $L = 5$  мкм ток заметно не увеличивается даже при внешнем напряжении  $U \sim 2.5U_{bf}$  (рис. 5). Причины этого явления заключаются в следующем. В обычном  $p$ - $n$  переходе при прямом смещении ток, например в  $p$ -области, образуется в части структуры, прилегающей к переходу, переносом неосновных носителей – электронов, а в остальной части структуры – переносом основных носителей – дырок (рис. 8). Длина первой области примерно равна так называемой длине диффузии, определяемой временем жизни носителей [2]. Если же контакт к  $p$ -области перехода не омический, как показано на рисунке 6, то дырки не могут участвовать в переносе тока, т.к. барьер Шоттки к  $p$ -области – это барьер для

дырок, к тому же включенный в обратном направлении по отношению к р–п переходу. Поэтому прямое смещение для р–п перехода является обратным для барьера Шоттки (рис. 9). Таким образом, в этих структурах ток может образовываться за счет переноса только электронов, инжектированных в CdTe из легированного донорами CdS. Для того, чтобы началась такая инжекция, необходимо внешним напряжением существенно понизить барьер между n–CdS и р–CdTe. Поскольку последний изначально заметно ниже в ФЭП с тонким слоем CdTe (рис. 9), заметить наличие барьера Шоттки к р–области можно только по уменьшившейся величине  $U_{bi}$ , причем как в темноте, так и при освещении (рис. 4).

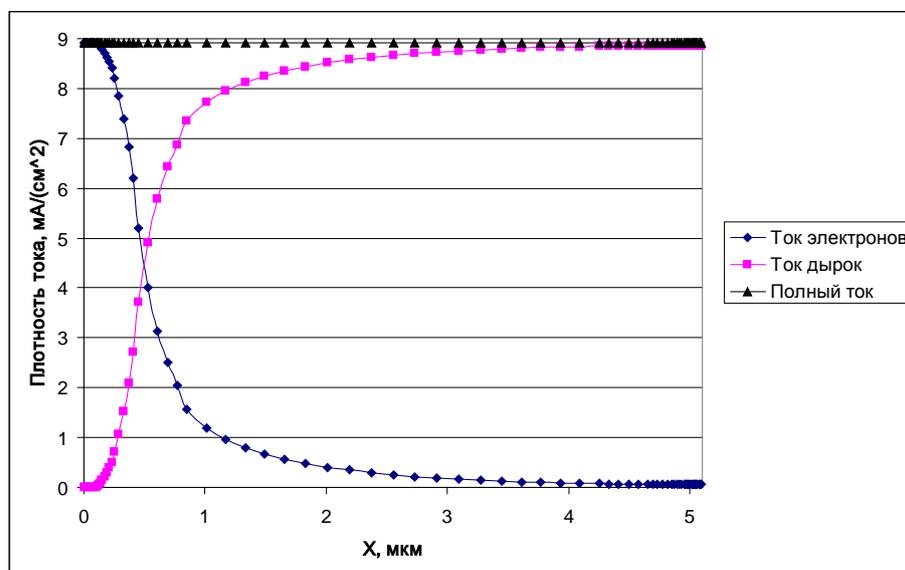


Рис. 8. Зависимость плотности тока носителей от координаты вдоль направления тока. В точке  $x = 0$  омический контакт к CdS. В точке  $x = 5.1$  мкм омический контакт к CdTe. В точке  $x = 0.1$  мкм граница CdS–CdTe гетероперехода.

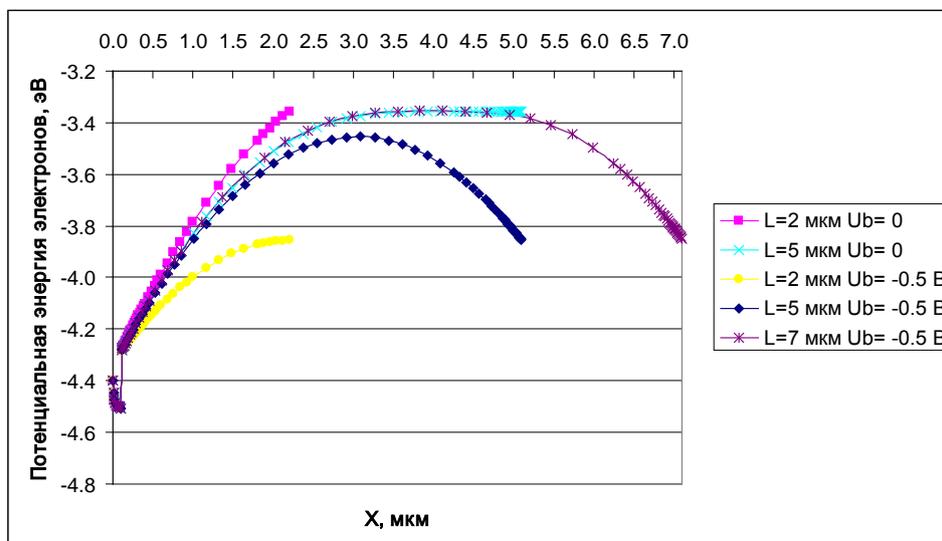


Рис. 9. Потенциальная энергия электронов для ФЭП с различной толщиной CdTe слоя ( $L$ ) и при разной высоте барьера Шоттки к  $p$ -области ( $U_b$ ). Для всех структур внешнее напряжение равно нулю.

ВАХ освещенного ФЭП с большой толщиной CdTe слоя ( $L = 5$  мкм) (рис. 5) имеет еще одну интересную особенность – перегиб вблизи напряжения холостого хода ( $U_{xx}$ ). Происхождение этой особенности также связано с наличием в такой структуре двух барьеров для дырок (рис. 9). Генерированные светом дырки накапливаются в образованной этими барьерами потенциальной яме и участвуют в образовании электрического тока (рис. 10). Однако по мере приближения внешнего напряжения к  $U_{xx}$  и увеличения высоты барьера Шоттки, этот ток стремится к нулю. Инжекция электронов не может начаться до тех пор, пока все накопившиеся между барьерами дырки не будут вытеснены из этого промежутка, т. к. последние эффективно экранируют барьер на  $p$ - $n$  переходе от потенциала барьера Шоттки (рис. 11).

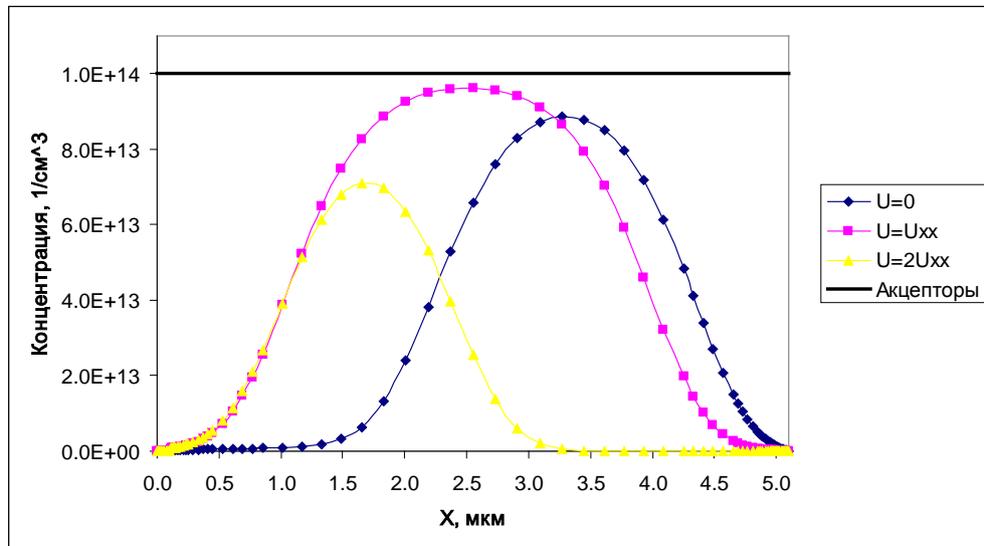


Рис. 10. Концентрация дырок в освещенном ФЭП с  $L = 0.5$  мкм и  $U_b = 0.5$  эВ при различных внешних напряжениях  $U$ .

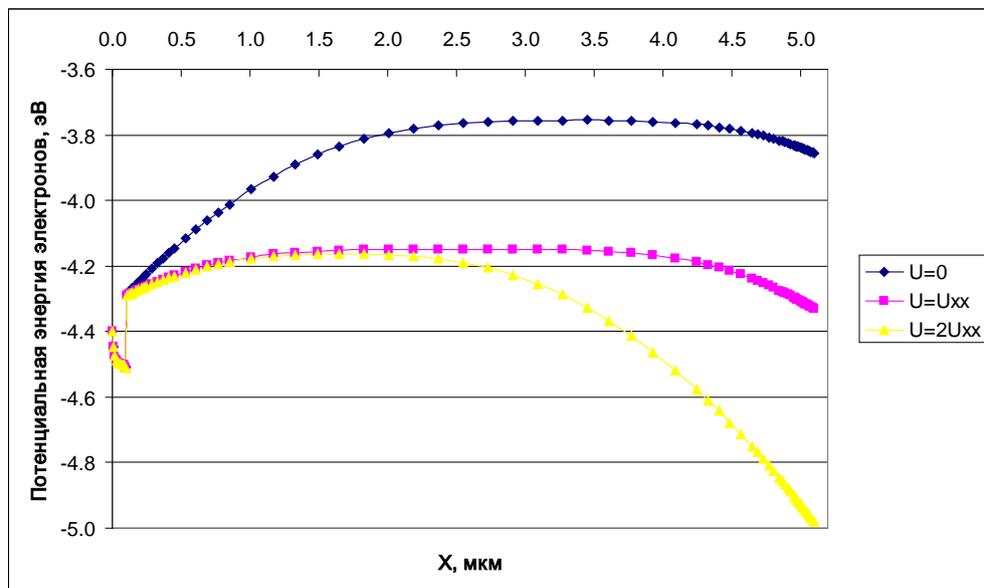


Рис. 11. Потенциальная энергия электронов в освещенном ФЭП с  $L = 0.5$  мкм и  $U_b = 0.5$  эВ при различных внешних напряжениях  $U$ .

**ВЫВОДЫ**

а) Программа ODA дает очень хорошее совпадение с экспериментом при расчете спектрального отклика CdTe–CdS ФЭП.

б) Программа ODA дает физически достоверные результаты при расчете ВАХ ФЭП с барьерами Шоттки, моделирующими контакты с металлом электродов.

в) Наличие барьера Шоттки при контакте металла со слоем CdTe проявляет себя на ВАХ ФЭП двояким образом только в том случае, если толщина слоя CdTe достаточно велика. Во–первых, на величину этого барьера уменьшается напряжение холостого хода ( $U_{xx}$ ) ФЭП. Во–вторых, на ВАХ освещенного ФЭП появляется характерный перегиб в районе  $U = U_{xx}$ . При достаточно тонком слое CdTe проявляется только первый признак. Это происходит потому, что барьер для электронов в такой структуре не может сформироваться полностью из–за недостаточного количества основных носителей тока в тонком слое CdTe, что способствует быстрому увеличению инжекционного тока электронов при относительно небольшом прямом напряжении на ФЭП.

Понимание подобных особенностей поведения ВАХ ФЭП важно для тех, кто занимается так называемым обратным моделированием фотоэлектрических преобразователей, т.е. восстановлением параметров структуры этих приборов по измеренным их вольт – амперным характеристикам. Такими параметрами обычно являются паразитные сопротивления (последовательное и параллельное), включенные в цепь ФЭП, а также высота барьера Шоттки к CdTe. Незнание рассмотренных нами особенностей ВАХ может привести к неправильным систематическим результатам. Например, отсутствие характерного перегиба на ВАХ ФЭП, изображенной на рисунке 4, может быть интерпретировано как отсутствие

барьера Шоттки к CdTe, а маленькое по сравнению с ожидаемым значение напряжения холостого хода может быть объяснено наличием большого параллельно ФЭП включенного сопротивления или недостаточным легированием слоя CdS. На самом же деле в этом случае, как известно, барьер Шоттки есть, и довольно большой ( $U_b = 0.5$  эВ), но слой CdTe имеет небольшую толщину ( $L = 2$  мкм).

В заключение авторы благодарят исследовательскую группу Fonash из Пенсильванского университета за любезное предоставление программы AMPS-1D.

**Работа проводилась при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, ГК 16.513.11.3083.**

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. Blotekjaer. Transport equations for electrons in two-valley semiconductors. // IEEE Trans. on Electron Devices. January 1970. № 1. ED-17. P. 38-47.
2. С. Зи. Физика полупроводниковых приборов. В двух книгах. // Москва, «Мир». 1984.
3. П. Роуч. Вычислительная гидродинамика // Москва, «Мир». 1980. 618 с.
4. Е.И.Голант, Я.Б.Мартынов. Полностью консервативная, абсолютно устойчивая разностная схема для решения нестационарных задач теории полупроводниковых приборов // Электронная техника. Сер. СВЧ-техника. 1992. Вып.2 (446). С. 59-63.
5. Ferekides et al. // 26th IEEE PV Spec. Conf. 1997. P. 339
6. Ohyama et al. // 26th IEEE PV Spec. Conf. 1997. P. 343
7. A. Fahrenbruch. Modeling results for CdS-CdTe solar cells // CSU Report. March 2000.

8. A.E. Rakhshani // J. Appl. Phys. Vol. 81. P. 7988. 1997
9. Ninomiya et al. // J. Appl. Phys. Vol. 78. P.1183. 1995
10. Y. Roussillon, V.G. Karpov, Diana Shvydka, J. Drayton, and A.D. Compaan, Back contact and reach-through diode effects in thin-film photovoltaics // Journal of Applied Physics. Vol. 96(12). P. 7283–7288. 2004