

Электрические свойства анизотипных гетеропереходов n -CdZnO/ p -CdTe

© В.В. Брус[¶], М.И. Илащук⁺, В.В. Хомяк⁺, З.Д. Ковалюк, П.Д. Марьянчук⁺, К.С. Ульяницкий⁺

Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича Национальной академии наук Украины, Черновицкое отделение, 58001 Черновцы, Украина

⁺ Черновицкий национальный университет им. Ю. Федьковича, 58012 Черновцы, Украина

(Получена 13 февраля 2012 г. Принята к печати 28 февраля 2012 г.)

Изготовлены анизотипные поверхностно-барьерные гетеропереходы n -Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/ p -CdTe методом высокочастотного распыления тонкой пленки твердого раствора Cd_{0.5}Zn_{0.5}O на свежесколотую поверхность монокристаллического CdTe. Исследованы основные электрические свойства гетеропереходов и установлены доминирующие механизмы токопереноса: многоступенчатый туннельно-рекомбинационный механизм при прямом смещении, эмиссия Френкеля–Пула и туннелирование при обратном смещении. Также проанализировано влияние поверхностных электрически активных состояний на границе раздела гетероперехода и оценена их поверхностная концентрация: $N_{ss} \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

1. Введение

Теллурид кадмия относится к числу наиболее перспективных полупроводниковых материалов, которые успешно используются при разработке и изготовлении новых высокоэффективных приборов различного назначения.

Ширина запрещенной зоны $E_g = 1.5 \text{ эВ}$, большой коэффициент оптического поглощения $\alpha = 10^5 \text{ см}^{-1}$, а также возможность получения кристаллов n - и p -типа проводимости с низким удельным сопротивлением обеспечивают использование CdTe для создания высокоэффективных солнечных элементов [1–7].

В последние годы оксиды металлов с полупроводниковыми свойствами достаточно широко применяются в различных промышленных приборах, особенно в области фотоэлектрической техники для разных целей: как прозрачные контакты в дисплеях на жидких кристаллах, фотодиодах и других устройствах, прозрачные слои (окна) для солнечных элементов, антиотражающие покрытия, как детекторы ультрафиолетового излучения и др. [8–11].

Прозрачность оксидов цинка и кадмия в широкой области спектра ($E_g = 3.4 \text{ эВ}$ для ZnO и 2.6 эВ для CdO при температуре $T = 300 \text{ К}$) сочетается с высокой химической стойкостью и контролируруемыми электрическими свойствами. Именно поэтому особый интерес вызывает их практическое использование в гетеропереходах в качестве широкозонного компонента (окна) [12–14].

Создание твердых растворов на основе различных оксидов металлов позволяет контролируемо изменять физические свойства и ширину запрещенной зоны тонких пленок, что актуально при конструировании фотоэлектрических приборов для повышения эффективности работы в различных спектральных диапазонах [15]. В связи с этим большое внимание исследователи уделяют созданию и изучению свойств тонких пленок

твердых растворов Cd_xZn_{1-x}O [16–19]. Известно, что при увеличении содержания цинка ($0.5 \leq x \leq 1.0$) в твердых растворах Cd_xZn_{1-x}O происходит увеличение ширины запрещенной зоны. Эта особенность позволяет расширить спектральную область фоточувствительности солнечных элементов на основе CdTe в сторону коротких волн.

Целью данной работы являются исследование электрических свойств анизотипных гетеропереходов n -Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/ p -CdTe и определение доминирующих механизмов токопереноса при прямом и обратном смещениях.

2. Экспериментальная часть

Кристаллы CdTe p -типа проводимости были выращены методом Бриджмена при малых давлениях паров кадмия ($P_{\text{Cd}} = 0.02 \text{ атм}$) и характеризовались при $T = 293 \text{ К}$ следующими электрофизическими параметрами: удельная электропроводность $\sigma = 8.9 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, концентрация дырок $p = 7.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Напыление тонких пленок Cd_xZn_{1-x}O проводили на свежесколотые поверхности подложек монокристаллического CdTe (типоразмером $5 \times 5 \times 1 \text{ мм}$) на промышленной установке ВУП-5М методом высокочастотного распыления с использованием аргона в качестве рабочего газа. Для распыления использовали мишень, изготовленную в виде диска диаметром 40 мм из мелкодисперсных порошков оксидов цинка и кадмия.

Свежесколотые подложки монокристаллического теллурида кадмия размещали на расстоянии 4 см от мишени магнетрона. Давление аргона в рабочей камере составляло 0.1 Па. Мощность магнетрона составляла 50 Вт при температуре подложек 373 К.

Полученные тонкие пленки Cd_{1-x}Zn_xO были n -типа проводимости, характеризовались высокими значениями

[¶] E-mail: victorbrus@mail.ru

ми удельной электропроводности, $\sigma = 10 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, и концентрации свободных электронов, $n = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, что достаточно хорошо коррелирует с известными литературными данными [16–19]. Исследования спектров оптического пропускания показали их значительную прозрачность в видимой области спектра, $\sim (65\text{--}90)\%$. Определенное по спектральной зависимости коэффициента поглощения α в области края собственного поглощения значение ширины запрещенной зоны составляло $E_g = 2.8 \text{ эВ}$, что соответствует содержанию Cd в твердом растворе $x = 0.5$ [18].

Поскольку удельная электропроводность пленки более чем на 2 порядка превышает электропроводность подложки, исследуемые поверхностно-барьерные структуры можно отнести к асимметричным гетеропереходам, в которых область пространственного заряда формируется в CdTe.

Фронтальный электрический контакт с тонкой пленкой формировался методом термического осаждения индия при температуре подложки 425 К. При создании электрического контакта с тыльной стороны монокристаллической подложки *p*-CdTe на поверхность воздействовали лазерным излучением для формирования p^+ -области вследствие образования вакансий кадмия. После обработки на поверхность последовательно осаждали слои золота и меди путем восстановления из водного раствора хлорида золота и медного купороса соответственно.

Вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики гетероструктур *n*-Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/*p*-CdTe измерялись с помощью комплекса SOLARTRON SI 1286, SI 1255.

3. Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведены прямые ветви вольт-амперных характеристик $I(V)$ анизотипного гетероперехода *n*-Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/*p*-CdTe, измеренные при разных температурах.

Путем экстраполяции линейных участков вольт-амперных характеристик (ВАХ) до пересечения с осью напряжений определены значения высоты потенциального барьера φ_0 гетероперехода при разных температурах ($\varphi_0 = qV_{bi}$, где V_{bi} — контактная разность потенциалов) (вставка к рис. 1). Установлено, что температурная зависимость высоты потенциального барьера гетероперехода *n*-Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/*p*-CdTe хорошо описывается уравнением

$$\varphi_0(T) = \varphi_0(0) - \beta_\varphi T, \quad (1)$$

где $\beta_\varphi = 4.23 \cdot 10^{-3} \text{ эВ} \cdot \text{К}^{-1}$ — температурный коэффициент высоты потенциального барьера, а $\varphi_0(0) = 2.2 \text{ эВ}$ — значение высоты потенциального барьера исследуемой гетероструктуры при абсолютном нуле температуры. Стоит заметить, что большие значения β_φ и $\varphi_0(0)$ обусловлены высокой концентрацией поверхностных состояний N_{ss} на границе раздела гетероперехода. В первом приближении $N_{ss} \propto d^{-2}$ [20–22],

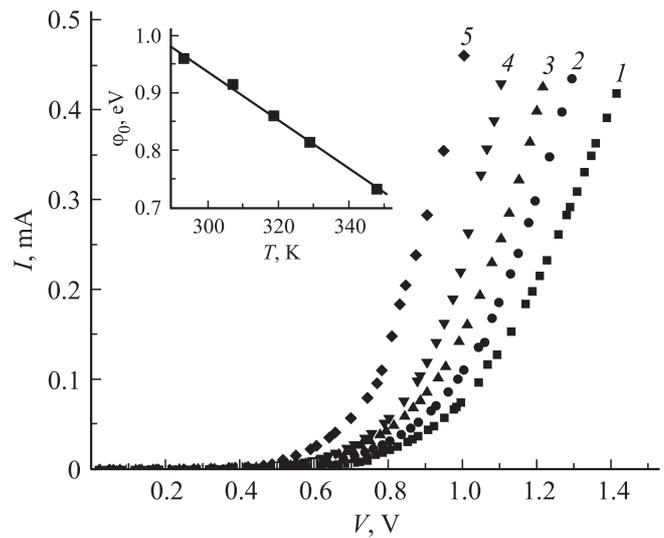


Рис. 1. ВАХ гетероперехода *n*-Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/*p*-CdTe при прямом смещении и температурах, К: 1 — 293, 2 — 307, 3 — 319, 4 — 328, 5 — 348. На вставке — температурная зависимость высоты потенциального барьера.

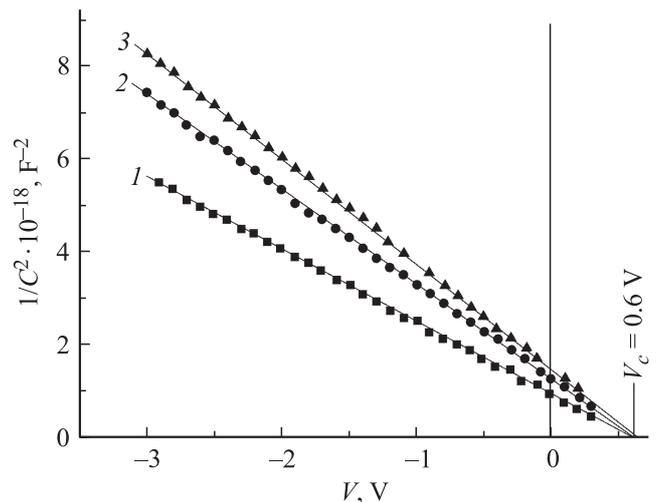


Рис. 2. ВФХ гетероперехода *n*-Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/*p*-CdTe при частотах переменного сигнала 10 (1), 20 (2), 30 кГц (3).

где d — расстояние между дислокациями несоответствия, определяется из следующего выражения

$$d = a_{\text{CdTe}} a_{\text{CdZnO}} / (a_{\text{CdTe}} - a_{\text{CdZnO}}). \quad (2)$$

Значение постоянной решетки для Cd_{0.5}Zn_{0.5}O ($a_{\text{CdZnO}} = 3.36 \text{ \AA}$) было рассчитано в соответствии с литературными данными [23]. Учитывая, что постоянная решетки CdTe $a_{\text{CdTe}} = 6.48 \text{ \AA}$ [24], для d и N_{ss} получим 7 \AA и $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ соответственно. При такой плотности поверхностные состояния могут играть роль центров захвата или рекомбинации и существенно влиять на электрические свойства гетероструктур.

На рис. 2 изображены вольт-фарадные характеристики $C(V)$ гетероперехода Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/CdTe при комнат-

ной температуре и разных частотах возбуждающего сигнала. Линейность вольт-фарадных характеристик (ВФХ) в координатах $C^{-2}(V)$ указывает на резкое распределение нескомпенсированных акцепторных примесей в пределах области пространственного заряда [25]. Таким образом, исследуемая гетероструктура Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/CdTe является резким, асимметричным, анизотипным гетеропереходом.

Необходимо отметить, что ВФХ исследуемых барьерных структур имеют особенности, характерные для гетеропереходов с наличием значительного электрического заряда на границе раздела полупроводников. Это подтверждается частотной зависимостью наклона прямолинейных участков $C^{-2}(V)$, которая свидетельствует об уменьшении емкости гетероперехода при увеличении частоты. Наблюдаемый эффект в гетеропереходах может быть объяснен зависимостью времен релаксации поверхностных состояний от частоты переменного сигнала [26–28].

Кроме этого, полученное значение напряжения отсечки V_c (рис. 2), которое практически не зависит от частоты переменного сигнала, меньше по сравнению со встроенным потенциалом V_{bi} , определенным из линейного участка ВАХ, измеренной при комнатной температуре (рис. 1). Это обстоятельство хорошо объясняется в рамках модели, предложенной Доннелли и Милнсом [29], учитывающей наличие электрического заряда, локализованного на поверхностных состояниях на металлургической границе раздела гетероперехода:

$$V_c = V_{bi} - \frac{Q_{ss}^2}{2q(\epsilon_p N_a + \epsilon_n N_d)}, \quad (3)$$

где $Q_{ss} = qN_{ss}$ — электрический заряд, накопленный на единице площади границы раздела гетероперехода, ϵ_p и N_a — диэлектрическая проницаемость и концентрация акцепторов в базовом слое, 10.6 и $7.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ соответственно, ϵ_n и N_d — диэлектрическая проницаемость и концентрация доноров в материале окна, 15.8 и $2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ соответственно.

Определенное из уравнения (3) значение концентрации заряженных поверхностных состояний составляет $N_{ss} = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, что хорошо согласуется с оцененным значением количества дислокаций несоответствия (выражение (3)), размещенных на одном квадратном сантиметре границы раздела исследуемого гетероперехода.

Величину последовательного сопротивления гетероструктуры R_s можно определить из зависимости ее дифференциального сопротивления R_{dif} от напряжения V (рис. 3) [6,30].

Видно, что в области напряжений, превышающих высоту потенциального барьера, кривые $R_{dif}(V)$ выходят на насыщение. Это свидетельствует о том, что напряжение на барьерной области диода перестает изменяться, т.е. барьер практически открыт, а ток через гетеропереход ограничивается лишь его последовательным сопротивлением R_s , которое определяется экстраполяцией области

насыщения до пересечения с осью дифференциального сопротивления.

Значение последовательного сопротивления $R_s \propto \rho$, где ρ — удельное электрическое сопротивление, которое в случае частично компенсированного полупроводника определяется следующим выражением:

$$\rho = \frac{1}{q\mu_p p} = \frac{1}{q\mu_p N_v [(N_A - N_D)/2N_D] \exp(-E_A/kT)}, \quad (4)$$

где μ_p — подвижность дырок, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, N_A и N_D — концентрации акцепторных и донорных примесей соответственно, E_A — энергия ионизации акцепторного уровня, что определяет равновесную проводимость полупроводника, k — постоянная Больцмана. Поскольку $N_v \propto T^{3/2}$, а подвижность дырок в теллуриде кадмия μ_p в области температур $T > 200 \text{ К}$ пропорциональна $T^{-3/2}$ [6,30], можно утверждать, что температурная зависимость последовательного сопротивления определяется в основном экспоненциальным множителем $R_s \propto \exp(E_A/kT)$. Таким образом, наклон прямой $R_s = f(10^3/T)$ в полулогарифмических координатах определяет глубину залегания рабочего акцепторного уровня, равную $E_A = 0.13 \text{ эВ}$ (см. вставку на рис. 3), которая практически совпадает с глубиной залегания уровня Ферми E_F в *p*-CdTe относительно края валентной зоны ($E_F - E_v = 0.11 \text{ эВ}$), определенной по выражению для концентрации равновесных дырок $p = 2(2\pi m_p kT/h^2)^{3/2} \exp[-(E_F - E_v)/kT]$ (m_p — эффективная масса дырок). Этот факт свидетельствует о том, что последовательное сопротивление исследуемого гетероперехода R_s в основном формируется подложкой *p*-CdTe, а влиянием фронтального слоя Cd_{0.5}Zn_{0.5}O и омических контактов можно пренебречь.

Известно, что энергетическое положение найденного акцепторного уровня $E_A = 0.13 \text{ эВ}$ может соответство-

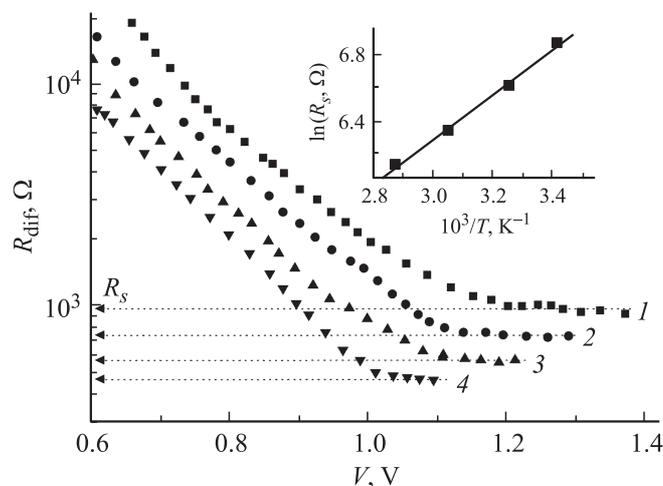


Рис. 3. Зависимость дифференциального сопротивления R_{dif} от прямого смещения при температурах, К: 1 — 293, 2 — 307, 3 — 328, 4 — 348. На вставке — температурная зависимость последовательного сопротивления гетероструктуры.

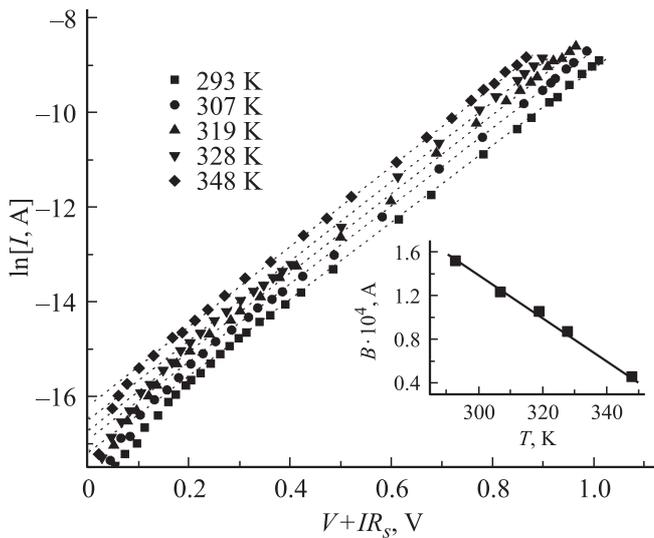


Рис. 4. Прямые ветви ВАХ гетероперехода $n\text{-Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{O}/p\text{-CdTe}$ в полулогарифмических координатах при разных температурах. На вставке — температурная зависимость коэффициента B .

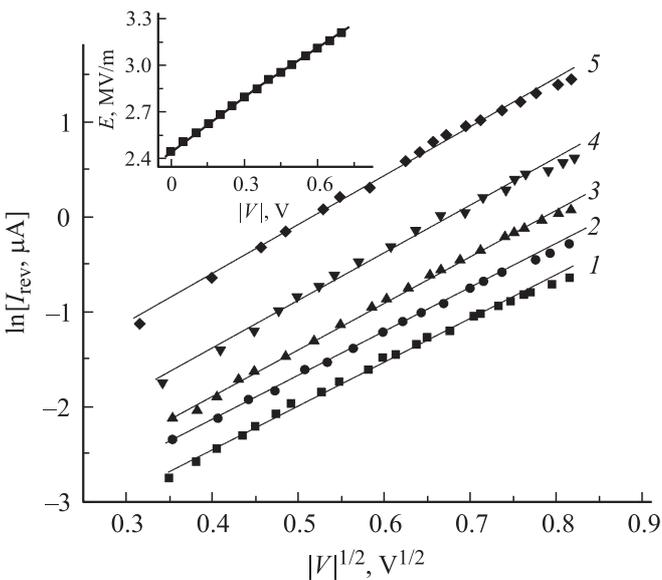


Рис. 5. Эмиссия Френкеля–Пула через гетеропереход $n\text{-Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{O}/p\text{-CdTe}$ при температурах, К: 1 — 293, 2 — 307, 3 — 319, 4 — 328, 5 — 348. На вставке — зависимость напряженности электрического поля в области пространственного заряда гетероперехода от обратного смещения.

вать энергии ионизации А-центра, который в нелегированном CdTe является сложным дефектом с участием двукратно заряженной вакансии кадмия и фоновой примеси донорного типа $(V_{\text{Cd}}^{-2}D^{+})^{-}$ [31,32].

На рис. 4 изображены прямые ветви ВАХ исследуемого гетероперехода с учетом влияния последовательного сопротивления. Видно, что ВАХ хорошо аппроксимируются линейными зависимостями в полулогарифмических координатах, что свидетельствует об экспоненциальной

зависимости тока от напряжения. Отсутствие температурной зависимости наклона ВАХ и вышеупомянутая высокая концентрация поверхностных состояний на металлургической границе раздела гетероперехода свидетельствуют о доминировании многоступенчатого туннельно-рекомбинационного механизма токопереноса [6,20]:

$$I = B \exp\{-\alpha[\varphi_0(T) - q(V - IR_s)]\}, \quad (5)$$

где коэффициент $\alpha = 8.1 \text{ эВ}^{-1}$ определяется из наклона линейных участков ВАХ. Коэффициент B определяется с помощью следующего выражения:

$$B = \exp[\ln I_0 + \alpha\varphi_0(T)], \quad (6)$$

где $\ln I_0$ определяется экстраполяцией линейных участков ВАХ (рис. 4) до пересечения с осью токов. Величина коэффициента B слабо зависит от температуры [20] (рис. 4, вставка). Проведенный анализ механизмов токопереноса через исследуемую поверхностно-барьерную гетероструктуру $n\text{-Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{O}/p\text{-CdTe}$ при обратном смещении (рис. 5) показал, что в области небольших напряжений ($0.12 < |V| < 0.7 \text{ В}$) обратный ток $I_{\text{rev}}(V)$ хорошо описывается в рамках модели, основанной на эмиссии Френкеля–Пула. Суть процессов, происходящих в этом случае, заключается в облегченном электрическим полем термическом возбуждении захваченных поверхностными ловушками носителей заряда [25]. Наличие достаточно сильного электрического поля в области электрического перехода подтверждается высоким значением контактной разности потенциалов ($V_{bi} = 0.97 \text{ В}$ при 293 К). На вставке к рис. 5 изображена зависимость напряженности электрического поля от обратного напряжения, $E(V)$, в области пространственного заряда асимметричного гетероперехода, рассчитанная по следующей формуле:

$$E = \frac{V_{bi} - V}{W} = \sqrt{\frac{qN_A(V_{bi} - V)}{2\epsilon_p\epsilon_0}}, \quad (7)$$

W — ширина области пространственного заряда, ϵ_0 — электрическая постоянная. Выражение, которое связывает величину обратного тока I_{rev} с приложенным напряжением, в этом случае имеет следующий вид [25]:

$$I_{\text{rev}} \propto |V| \exp(2\beta\sqrt{|V|/T}), \quad (8)$$

β — постоянная. Построенные в координатах $\ln(I_{\text{rev}}) = f(|V|^{1/2})$ зависимости обратного тока от напряжения ($0.12 < |V| < 0.7 \text{ В}$) приведены на рис. 5; они хорошо аппроксимируются прямыми линиями, что подтверждает правомерность предложенного механизма токопереноса.

Выражение для туннельного тока при обратном смещении имеет вид [20, 33]

$$I_{\text{rev}} \approx a_0 \exp\left(\frac{b_0}{\sqrt{\varphi_0(T) - qV}}\right), \quad (9)$$

где a_0 — параметр, который определяется вероятностью заполнения энергетических уровней, с которых происхо-

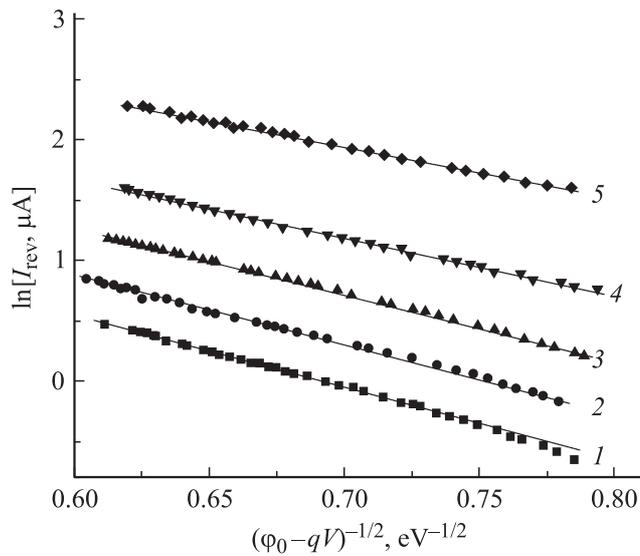


Рис. 6. Туннелирование через гетеропереход $n\text{-Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{O}/p\text{-CdTe}$ при обратном смещении и температурах, К: 1 — 293, 2 — 307, 3 — 319, 4 — 328, 5 — 348.

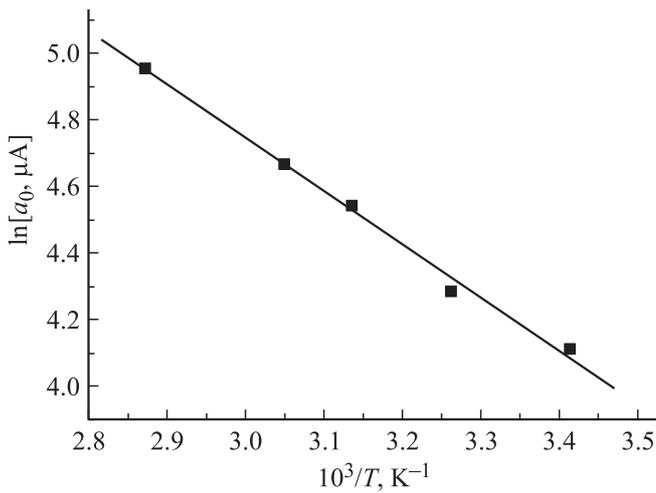


Рис. 7. Определение глубины залегания энергетического уровня, с которого происходит туннелирование при обратном смещении.

дит туннелирование, b_0 определяет скорость изменения тока с напряжением. Таким образом, согласно уравнению (7), аппроксимация обратных ветвей ВАХ прямыми линиями в координатах $\ln(I_{rev}) - (\phi_0 - qV)^{-1/2}$ (рис. 6) подтверждает доминирование туннельного механизма токопереноса в области обратных смещений $0.75 < |V| < 1.8$ В.

Как отмечалось выше, параметр a_0 определяется вероятностью заполнения энергетического уровня, с которого происходит туннелирование при обратном смещении. Известно, что из наклона температурной зависимости $\ln(a_0) = f(10^3/T)$ можно определить глубину его залегания [22,33], которая составляет 0.13 эВ (рис. 7). Стоит отметить, что полученное энергетическое положение

уровня, с которого происходит туннелирование при обратном смещении, практически совпадает с положением рабочего уровня, определенного из температурной зависимости последовательного сопротивления исследуемой гетероструктуры (см. вставку к рис. 2). Таким образом, электрические свойства исследуемых гетероструктур $n\text{-Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{O}/p\text{-CdTe}$ в значительной степени определяются сложными дефектами с участием двукратно заряженной вакансии кадмия и фоновых примесей донорного типа $(V_{Cd}^{-2}D^+)^-$.

4. Заключение

Методом высокочастотного магнетронного распыления изготовлены анизотипные гетеропереходы $n\text{-Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{O}/p\text{-CdTe}$ путем напыления тонкой пленки $\text{Cd}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{O}$ на свежесколотую поверхность монокристаллического CdTe. Показано значительное влияние поверхностных электрически активных состояний на металлургической границе раздела исследуемого гетероперехода на температурную зависимость высоты потенциального барьера и частотную зависимость вольт-фарадных характеристик. Оцененная плотность поверхностных состояний составляет $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Из температурной зависимости последовательного сопротивления гетероперехода определена глубина залегания рабочего уровня $E_A = 0.13$ эВ, связанного с А-центром, который в нелегированном CdTe является сложным дефектом с участием двукратно заряженной вакансии кадмия и фоновой примеси донорного типа $(V_{Cd}^{-2}D^+)^-$. Установлено, что многоступенчатый туннельно-рекомбинационный механизм токопереноса является доминирующим при приложении внешнего напряжения в прямом направлении. При обратном смещении определены два доминирующих механизма токопереноса — эмиссия Френкеля–Пула и туннелирование, которые имеют место при разных значениях приложенного напряжения: $0.12 < |V| < 0.7$ В и $0.75 < |V| < 1.8$ В соответственно.

Список литературы

- [1] N. Romeo, A. Bosio, R. Tedeschi, A. Romeo, V. Canevari. Sol. Energy Mater. Solar Cells, **58**, 209 (1999).
- [2] Л.А. Косяченко. ФТП, **40**, 730 (2006).
- [3] V.V. Brus. Solar Energy, **86**, 786 (2012).
- [4] Г.С. Хрипунов, Е.П. Чернух, Н.А. Ковтун, Е.К. Белоногов. ФТП, **43**, 1084 (2009).
- [5] J.P. Enriquez, X. Mathew, G.P. Hernandez, U. Pal, C. Magana, D.R. Acosta, R. Guardian, J.A. Toledo, G.C. Puente, J.A. Chavez Carvayar. Sol. Energy Mater. Solar Cells, **82**, 307 (2004).
- [6] V.V. Brus, M.I. Ilyashchuk, Z.D. Kovalyuk, P.D. Maryanchuk, K.S. Ulyanytsky. Semicond. Sci. Technol., **26**, 125 006 (2011).
- [7] A.M. Mancini, P. Pierine, A. Valentini, L. Vasamelli. Thin Sol. Films, **124**, 85 (1985).
- [8] U. Diebold. Surf. Sci. Reports, **43**, 53 (2003).
- [9] B.S. Ridchards, S.R. Ridchards, M.B. Boreland, D.N. Jamieson. J. Vacuum Sci. Technol. A, **22**, 339 (2004).

- [10] H. Natsuhara, K. Matsumoto, N. Yoshida, T. Itoh, S. Nonomura, M. Fukawa, K. Sato. *Sol. Energy Mater. Solar Cells*, **90**, 2867 (2006).
- [11] A.K. Saxena, S.P. Singh, O.P. Agnihotri. *Solar Cells*, **19**, 163 (1987).
- [12] C. Jagadish, S.J. Pearton. *Zinc Oxide bulk, thin films and nanostructures: processing, properties and applications* (Amsterdam, Elsevier, 2006).
- [13] R.S. Rusu, G.I. Rusu. *J. Optoelectron. Adv. Mater.*, **7**, 823 (2005).
- [14] O. Vigil, F. Cruz, A. Morales-Acevedo, G. Contreras-Puente, L. Vaillant, G. Santna. *Mater. Chem. Phys.*, **68**, 249 (2001).
- [15] V.V. Brus, L.I. Pidkamin, A.D. Arkhelyuk. *Proc. SPIE*, **8338**, 83381A (2011).
- [16] D.W. Ma, Z.Z. Ye, J.Y. Huang, L.P. Zhu, B.H. Zhao, J.H. He. *Mater. Sci. Engin. B*, **111**, 9 (2004).
- [17] Z. Ye, D. Ma, J. He, J. Huang, B. Zhao, X. Luo, Z. Xu. *J. Cryst. Growth*, **256**, 78 (2003).
- [18] V.V. Khomyak, M.M. Slyotov, O.M. Slyotov. *Sens. Electron. Microsystem Technol.*, **2** (8), 65 (2011).
- [19] H.A. Mohameda, H.M. Ali, S.H. Mohamed, M.M. Abd El-Raheem. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, **34**, 7 (2006).
- [20] Б.Л. Шарма, Р.К. Пурохит. *Полупроводниковые гетеропереходы* (М., Сов. радио, 1979) [Пер. с англ.: B.L. Sharma, R.K. Purohit. *Semiconductor heterojunctions* (Pergamon Press, 1974)].
- [21] V.P. Makhniy, S.V. Khusnutdinov, V.V. Gorley. *Acta Phys. Polon. A*, **116**, 859 (2009).
- [22] В.В. Брус, М.И. Илащук, З.Д. Ковалюк, П.Д. Марьянчук, К.С. Ульяницкий, Б.Н. Грицюк. *ФТП*, **45**, 1109 (2011).
- [23] T. Makin, Y. Segawa, M. Kawasaki, A. Ohtomo, R. Shiroki, K. Tamura, T. Yasuda, H. Koinuma. *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 1237 (2001).
- [24] M. Aven, J.S. Prener. *Physics and Chemistry of II-VI Compounds* (Amsterdam, North-Holland, 1967).
- [25] S.M. Sze, K.K. Ng. *Physics of semiconductor devices* (N. J., Wiley, 2007).
- [26] W.G. Oldham, A.G. Milnes. *Solid-State Electron.*, **7**, 153 (1964).
- [27] I. Balberg. *J. Appl. Phys.*, **58**, 2603 (1985).
- [28] P. Chattopadhyay, D.P. Haldar. *Appl. Surf. Sci.*, **171**, 207 (2001).
- [29] J.P. Donnelly, A.G. Milnes. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-14**, 63 (1967).
- [30] L.A. Kosyachenko, X. Methew, V.V. Motushchuk, V.M. Sklyarchuk. *Solar Energy*, **80**, 148 (2006).
- [31] B.K. Meyer, W. Stadler. *J. Cryst. Growth*, **161**, 119 (1996).
- [32] A.V. Savitsky, M.I. Ilyashchuk, O.A. Parfenyuk, K.S. Ulyanytsky, V.R. Burachek, R. Ciach, Z. Swiatek, Z. Kuznicki. *Thin Sol. Films*, **361–362**, 203 (2000).
- [33] P.M. Gorley, Z.M. Grushka, V.P. Makhniy, O.G. Grushka, O.A. Chernvinsky, P.P. Horley, Yu.V. Vorobiev, J. Gonzalez-Hernandez. *Phys. Status Solidi C*, **5**, 3622 (2008).

Редактор Л.В. Шаронова

Electrical properties of anisotype heterojunctions n -CdZnTe/ p -CdTe

V.V. Brus, M.I. Ilyashchuk⁺, V.V. Khomyak⁺, Z.D. Kovalyuk, P.D. Maryanchuk⁺, K.S. Ulyanytsky⁺

Frantsevich Institute for Problems of Materials Science, National Academy of Sciences of Ukraine, Chernivtsi Department, 58001 Chernivtsi, Ukraine
⁺ Yuriy Fedkovych Chernivtsi National University, 58012 Chernivtsi, Ukraine

Abstract The anisotype surface-barrier heterojunctions n -Cd_{0.5}Zn_{0.5}O/ p -CdTe were fabricated by high frequency magnetron sputtering of Cd_{0.5}Zn_{0.5}O thin films onto freshly cleaved CdTe single crystal substrates. The main electrical properties of the heterojunctions were investigated and the dominating current transport mechanisms were established: multi-step tunnel–recombination mechanism under forward biases, Frenkel–Poole emission and tunneling under reverse biases. Also, the effect of electrically active surface states at the heterojunction interface was analyzed and their surface concentration was estimated: $N_{ss} \approx 10^{14} \text{ cm}^{-2}$.