

Влияние уровней собственных дефектов в запрещенной зоне CdP_2 на электрические свойства структур с барьером Шоттки на его основе

© И.Г. Стамов[¶], Д.В. Ткаченко

Приднестровский государственный университет,
3300 Тирасполь, Молдавия

(Получена 18 января 2006 г. Принята к печати 16 февраля 2006 г.)

Исследованы электрические характеристики барьеров Шоттки на электронном дифосфиде кадмия. Установлено, что область объемного заряда является слоем Шоттки и образуется большой концентрацией глубоких центров. Перенос заряда в прямом направлении в таких структурах связан с надбарьерной эмиссией электронов и описывается диффузионной теорией для одного или двух типов носителей заряда. Большая концентрация ионизованных центров в области объемного заряда приводит к туннельному механизму пробоя в обратном направлении. Частотные зависимости комплексной проводимости определяются обменом носителями заряда между зоной проводимости и донором, определяющим тип проводимости материала, а также перезарядкой центров с большей энергией залегания. Получено хорошее согласие рассматриваемых явлений с теорией.

PACS: 71.55.Gs, 72.30.+q, 72.80.Ey, 73.20.At, 72.30.+q, 73.30.+y

1. Введение

Электрические свойства дифосфида кадмия определяются энергетическими уровнями собственных дефектов. Кристаллы, полученные газофазными методами, отличаются по типу проводимости и удельному сопротивлению. Электронная и дырочная проводимости полупроводника связаны с ионизацией глубоких доноров и акцепторов, концентрация которых достаточно велика. При этом подвижность зарядов обоих знаков является достаточно низкой. Легирование кристаллов дифосфида кадмия элементами I и VI групп не приводит к существенному изменению характеристик электропроводности [1,2]. Диаграмма состояния этого соединения допускает значительное отклонение состава от стехиометрического соотношения по сравнению с полупроводниками $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$, что ведет к изменениям его фундаментальных характеристик, в частности спектров краевого поглощения и инфракрасного отражения света.

2. Методика эксперимента

Исследования электрических свойств барьеров Шоттки проводились на кристаллах дифосфида кадмия, полученных из газовой фазы при различных значениях давления фосфида в процессе переноса вещества. Концентрация свободных носителей заряда в кристаллах с электронным типом проводимости, определенная по эффекту Холла, составляла $n = 10^{18} - 10^{23} \text{ м}^{-3}$, а холловская подвижность $\mu = 5 - 100 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Глубина залегания донорного центра, определяющего тип проводимости в

исследуемых кристаллах, по результатам наших измерений составляла величину, равную $E_d = 0.31 \pm 0.02 \text{ эВ}$. Компенсирующим акцептором, по-видимому, является дефект с энергией активации $E_a = 0.22 \text{ эВ}$ [1]. Анализ электрических характеристик кристаллов показал, что для них выполняются соотношения $N_d > N_a > n$ в интервале температур 270–400 К, где N_d — концентрация доноров, N_a — суммарная концентрация компенсирующих акцепторов. Степень компенсации $\xi = N_a/N_d$ для кристаллов различных партий изменялась в пределах 4–25%. Структуры металл–полупроводник создавались по известным методикам [3]. В качестве металлов для барьеров Шоттки применялись In, Ni, Au, Pt и др. Для получения воспроизводимых результатов важным являлся контроль параметров омических контактов.

3. Вольт-амперные характеристики барьеров Шоттки металл– CdP_2

На рис. 1, а представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур Ni– CdP_2 при прямом смещении в интервале температур $T = 273 - 420 \text{ К}$. Они описываются уравнением [4]

$$j = e\beta N_c (\xi^{-1} - 1) \mu F \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right) \times \left[\exp\left(\frac{e(U - jSr)}{\eta kT}\right) - 1 \right], \quad (1)$$

где j — плотность тока, e — заряд электрона, S — площадь контакта металл–полупроводник, k — постоянная Больцмана, U — приложенное внешнее напряжение, F — значение электрического поля барьера на границе металл–полупроводник, η — коэффициент неидеальности прямой ветви ВАХ, E_0 — энергия активации

[¶] E-mail: istamov51@mail.ru
Fax: (1037333)92504

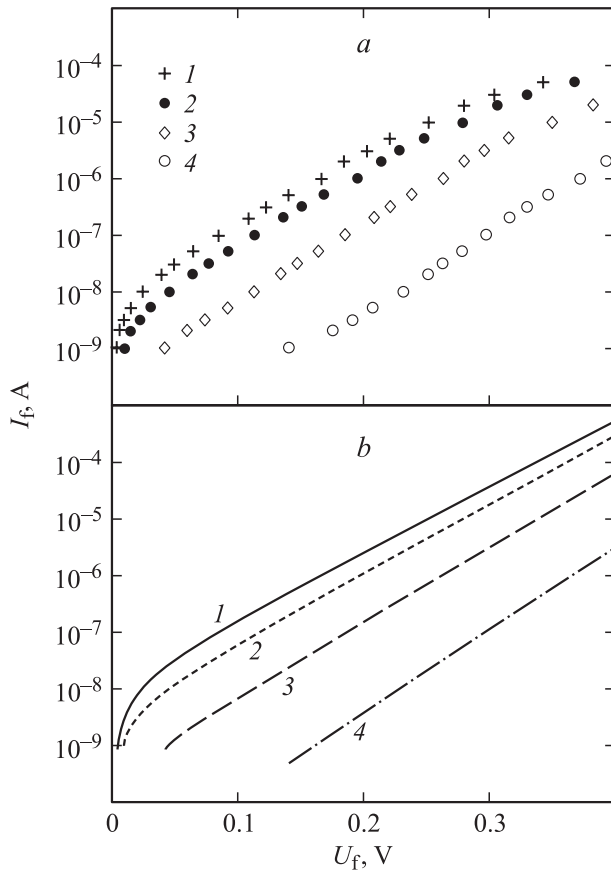


Рис. 1. Прямые ветви ВАХ барьера Ni-GdP₂ при температурах T , К: 1 — 364, 2 — 353, 3 — 329, 4 — 292. *a* — экспериментальные данные, *b* — расчет по формулам (1), (2) без учета последовательного сопротивления r .

$E_0 = E_d + e\phi_0$, ϕ_0 — величина изгиба зон в области пространственного заряда (ОПЗ) контакта, r — последовательное сопротивление объема кристалла, β — фактор вырождения уровня с энергией E_d , N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Напряженность электрического поля F была рассчитана нами из решения уравнения Пуассона и определяется выражением

$$F = \left[2 \frac{(\phi_b - \phi_d - eU)e^2 n}{\epsilon \epsilon_0} + \frac{\phi_d^2}{2} \left(\frac{e^2 n}{kT \epsilon \epsilon_0} \right) \left(1 + \frac{N_d \xi^2}{n_1} \right) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где $n = N - N_a$ — концентрация электронов, n_1 — равновесная концентрация электронов при пересечении уровня Ферми с энергией залегания донорного уровня, ϵ — относительная диэлектрическая постоянная кристалла, ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума, ϕ_d — потенциал, соответствующий энергии залегания донора, ϕ_b — высота потенциального барьера контакта металл-полупроводник.

Результаты расчетов прямых ветвей ВАХ по формулам (1), (2) представлены на рис. 1, *b*. Параметры, принятые при расчете и дающие наилучшее согласие с

экспериментом:

$$N_d = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad \xi = 0.099, \quad \eta = 1.09,$$

$$\mu(293 \text{ К}) = 25 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с}), \quad \phi_b = 0.84 \text{ эВ},$$

$$\phi_0 = 1.14 \text{ эВ}, \quad \phi_d = 0.299 \text{ эВ}.$$

Коэффициенты неидеальности для структур In-CdP₂, Ni-CdP₂ составляют $\eta = 1.03-1.12$. Температурная зависимость тока насыщения имеет экспоненциальный характер с энергией активации $F_0 = 0.9$ эВ для барьеров In-CdP₂ и 0.99–1.14 эВ для барьеров Ni-CdP₂. Поведение прямого тока I_f в зависимости от напряжения U_f для структур In-CdP₂, Ni-CdP₂ соответствует диффузионной модели переноса заряда через барьер для одного сорта носителей с учетом зависимости их концентрации от температуры. Высота и температурная зависимость потенциального барьера ϕ_b , а также величина ϕ_0 определялись из электрических и фотоэлектрических измерений.

Ток I_{rev} при обратном смещении U_{rev} в исследуемых структурах (рис. 2) до напряжения пробоя U_{sh} описывается уравнением (1) с учетом снижения высоты барьера квантовыми силами изображения электрона [5]. На участках пробоя $U_{rev} > U_{sh}$ зависимость тока от

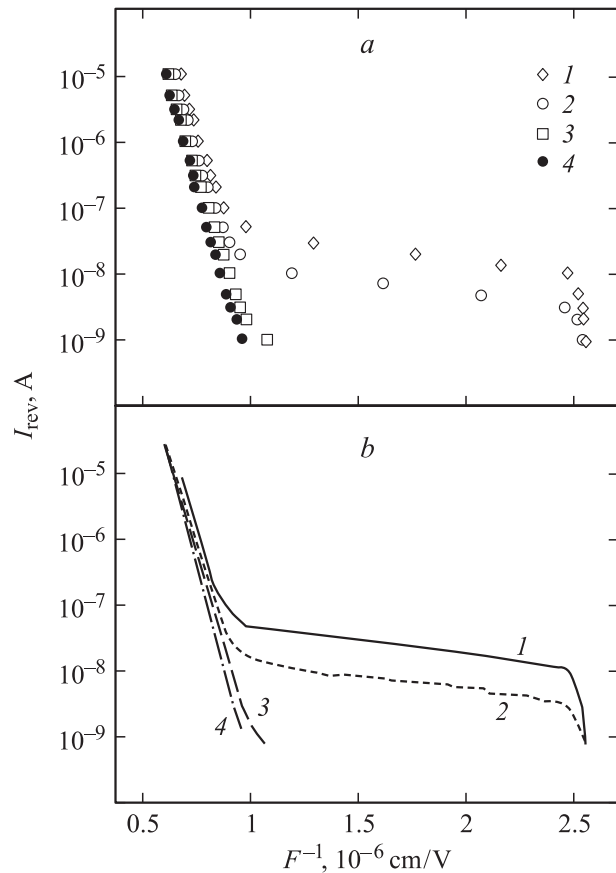


Рис. 2. Обратные ветви ВАХ барьера Ni-CdP₂ при температурах T , К: 1 — 385, 2 — 368, 3 — 339, 4 — 297. *a* — экспериментальные данные, *b* — расчет по формулам (1)–(3).

напряжения имеет экспоненциальный характер. Показатель экспоненты зависит от концентрации глубоких центров N_t и в меньшей степени от других характеристик барьера. В ряде случаев наблюдается значительная температурная зависимость тока на участке пробоя. При этом влияние температуры на обратный ток уменьшается с ростом электрического поля F в слое объемного заряда. Такое поведение ВАХ может быть связано с полевой и термополевой ионизацией глубоких центров, когда их концентрация достаточно велика [6–8].

Плотность туннельного тока j_t определяется уравнением [8]

$$j_t = eN_t \sqrt{\frac{2e}{E_t^* m^*}} (2^{2/3} \phi_t - \phi_b) \exp\left(-\frac{4(2m^* e)^{1/2}}{3\hbar F} \phi_t^{3/2}\right), \quad (3)$$

где m^* — эффективная масса электрона, N_t — концентрация глубоких центров, ответственных за туннельный эффект, E_t^* — эффективная энергия залегания уровня, ϕ_t — потенциал, соответствующий энергии залегания глубокого уровня E_t . Соотношение (3) справедливо, если

$$\phi_t > 2^{-2/3} \phi_b \quad \text{и} \quad \phi_t \gg \hbar^2 e^2 F^2 / m^* (kT)^2.$$

Экспериментальные зависимости обратного тока от электрического поля F (рис. 2, а) описываются формулой (3) при $U_{\text{rev}} > U_{\text{sh}}$. Наилучшее согласие расчета (рис. 2, б) с экспериментом было получено при параметрах:

$$N_d = 7.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad \xi = 0.09,$$

$$\mu(293 \text{ К}) = 25 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с}), \quad \phi_b = 0.89 \text{ эВ}, \quad \phi_0 = 1.14 \text{ эВ}, \\ \phi_d = 0.29 \text{ эВ}, \quad N_t = 2.6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad E_t^*(293 \text{ К}) = 0.7 \text{ эВ}.$$

Заметим, что концентрация центров N_t , ответственных за туннелирование, существенно меньше концентрации доноров N_d . Изменение тока от температуры на участке пробоя определяется температурной зависимостью ϕ_t . Температурные коэффициенты в зависимостях потенциала ϕ_t и ширины запрещенной зоны дифосфида кадмия [2,9] от температуры имеют близкие значения. Это может быть связано с тем, что энергия E_t^* , описывающая в уравнении (3) туннельный ток, отличается от реального положения уровня E_t в запрещенной зоне в силу кейновского характера спектра электронов в туннельной области и зависит от температуры [7].

Характер зависимостей ВАХ исследуемых структур от электрического поля и температуры позволяет интерпретировать их в рамках термополевой теории процессов туннелирования [6]. При этом достигается хорошее согласие между экспериментальными и теоретическими значениями тока, когда разность между оптической и термической энергиями ионизации глубокого уровня составляет 0.02 эВ.

Следует заметить, что интерпретация температурных зависимостей туннельного тока возможна также в рамках моделей метастабильных центров, характеристики которых, — сечения захвата, энергии термической иони-

зации — изменяются при напряженностях электрического поля в барьере $F = 10^3 - 10^5 \text{ В/см}$ [10–12]. Однако вопрос о существовании таких центров в дифосфиде кадмия остается открытым и требует дополнительных исследований.

Прямые ветви ВАХ барьеров Au–CdP₂ $I_f = f(U_f)$ имеют коэффициент неидеальности $\eta = 1.64 - 1.5$, значения и температурная зависимость которых, а также энергия активации $E_0 = 0.87 - 0.99 \text{ эВ}$, указывают на изменение характера переноса заряда. Токи I_{rev} через барьер при обратном смещении U_{rev} , включая токи на участке пробоя $U_{\text{rev}} > U_{\text{sh}}$, описываются формулами (1)–(3), в которых величина потенциального барьера контакта составляет $\phi_b = 1.05 - 1.24 \text{ эВ}$ для структур на кристаллах, полученных в разных технологических условиях.

ВАХ в барьерах Pt–CdP₂ при прямых смещениях U_f в области температур $T < 320 \text{ К}$ содержат два участка. Экспоненциальная зависимость тока I_f от напряжения U_f на наиболее протяженном участке (более 4 порядков по току) имеет коэффициент неидеальности $\eta = 1.12 - 1.24$ и энергию активации $E_0 = 1.97 \text{ эВ}$. На втором участке η растет в интервале температур 273–360 К от значения 1.95 до 2.64, а затем падает. При температурах $T > 320 \text{ К}$ зависимость дифференциального показателя наклона (ДПН) от напряжения U_f содержит максимумы, характерные для рекомбинационных процессов в ОПЗ через многозарядные центры. Изменение ДПН при росте прямого тока имеет место при уменьшении скорости рекомбинации при перезарядке многоуровневых центров. Значения ДПН больше 2 также характерны для рекомбинационных процессов в ОПЗ, связанных с многозарядными центрами. Полученные результаты указывают на образование инверсионного слоя в приконтактной области ОПЗ и определяющую роль рекомбинационных процессов в прохождении тока через барьер.

На характер температурных зависимостей ВАХ влияет запорный слой, который может образоваться при формировании омических контактов. Для исключения этого необходим контроль линейности ВАХ этих контактов во всем температурном интервале. Большие значения напряженности электрического поля на торцах металлической пленки приводят к локальным пробоям. При этом напряжение пробоя уменьшается и изменяется характер зависимостей тока от напряжения в области малых значений напряженностей электрического поля барьера.

4. Характеристики комплексной проводимости барьеров Шоттки металл–CdP₂

Комплексная (полная) проводимость контакта может быть определена в виде [4]

$$\tilde{G} = G + i\omega C, \quad (4)$$

где G — активная проводимость, C — емкость.

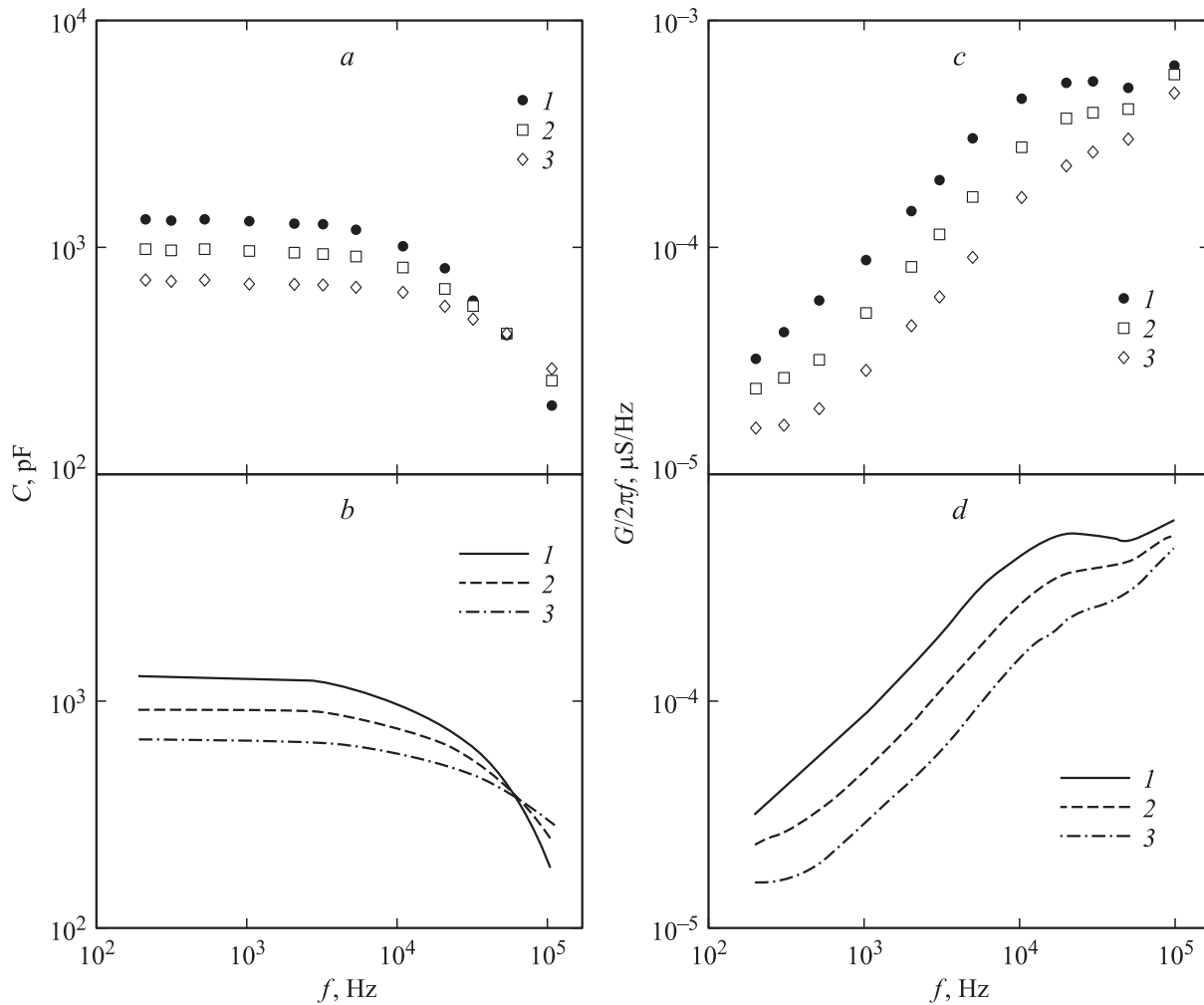


Рис. 3. Частотные зависимости емкости (*a* и *b*) и проводимости (*c* и *d*) для барьера Au–CdP₂ при температуре $T = 297$ К и напряжениях U , В: 1 — 0, 2 — (–2), 3 — (–3). *a* и *c* — экспериментальные данные, *b* и *d* — расчет по формуле (5).

Нами установлено, что основной особенностью комплексной проводимости структур металл–CdP₂ является их сильная частотная и температурная зависимости. В интервале частот 10^2 – 10^5 Гц емкость изменяется от максимальной величины, соответствующей примерно 2500 пФ/мм² (для барьера Ni–CdP₂), до геометрической емкости структуры и возрастает при увеличении температуры от 273 до 400 К. На рис. 3 представлены зависимости емкости $C(f)$ и проводимости $G(f)$ от частоты f для барьера Au–CdP₂. Для структур с другими металлами характер этих зависимостей аналогичен. В области частот $f > 5$ кГц частотная характеристика емкости содержит участок, на котором $C(f) \propto f^{-1}$. Частотная характеристика проводимости содержит 2 области, в которых можно выделить участки с показателями в степенной зависимости $G(f) \propto f^m$, равными $m = 1.56$ – 1.75 в области частот $f < 5$ кГц и $m = 0.56$ – 0.75 при больших частотах. Однако при высоких температурах и низких частотах наблюдаются отклонения от этой зависимости.

На рис. 4, *a* показаны зависимости $C(f)$ и $G(f)$ для барьера Ni–CdP₂ при различных температурах. Емкость исследуемых структур во всей области частот увеличивается с ростом температуры. Проводимость для частот $f > 5$ кГц уменьшается с увеличением температуры, а для частот $f < 5$ кГц — увеличивается. Отношение $G(f)/2\pi f C(f)$ имеет степенную зависимость от частоты с показателем $z = 0.53$ – 0.75 в интервале частот 10 – 10^3 Гц и температур $T < 330$ К.

Следует отметить, что теоретически функция

$$\tau^* = \left[\frac{G(f)}{(2\pi f)^{1+z} C(f)} \right]^{1/z}$$

отражает эффективную постоянную времени процессов, а наклон зависимостей τ^* от обратной температуры — их энергию активации. Из экспериментальных зависимостей $\tau^*(1/T, f)$ следует, что в областях температур 273–330 К и частот 0.5–6.0 кГц эффективная постоянная времени имеет экспоненциальный характер в зависимости от температуры с энергией активации

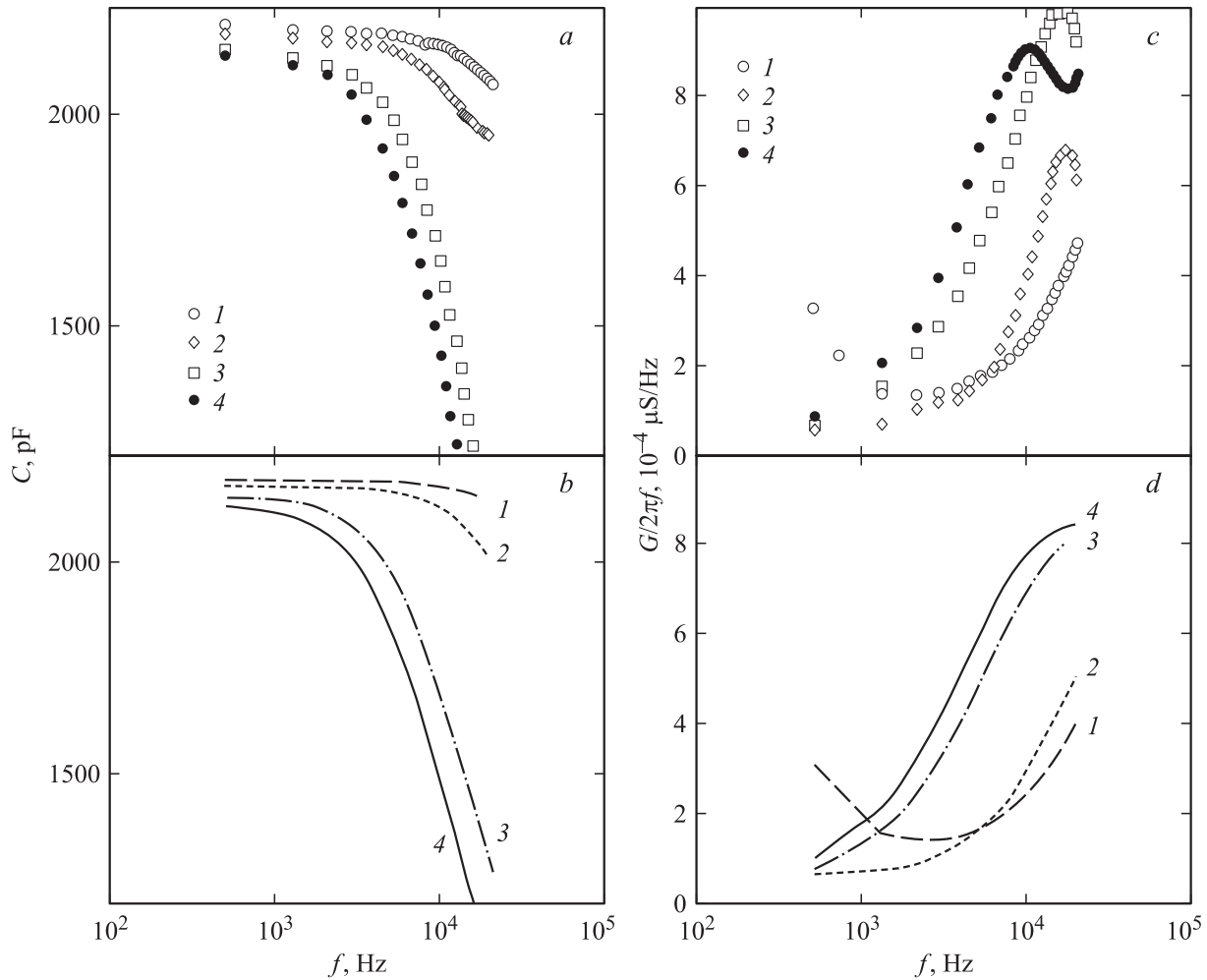


Рис. 4. Частотные зависимости емкости (*a* и *b*) и проводимости (*c* и *d*) для барьера Ni–CdP₂ при температурах *T*, К: 1 — 369, 2 — 345, 3 — 304, 4 — 296. *a* и *c* — экспериментальные данные, *b* и *d* — расчет по формулам (5)–(7).

$E_\tau = 0.29\text{--}0.33$ эВ, соответствующей глубине залегания глубокого донора E_d . За пределами этих температурных и частотных интервалов такая зависимость нарушается.

Вольт-фарадные характеристики в виде $C^{-2} = f(U)$ (рис. 5) содержат линейный участок, наклон которого зависит от частоты сигнала, при которой измеряется емкость, а на высоких частотах — от частоты сигнала и величины приложенного постоянного смещения к барьеру.

Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов проводилась в соответствии с моделями, развитыми для этого случая в работах [13,14]. Несмотря на простой вид зависимостей емкости и проводимости от частоты, напряжения и температуры, они не могут быть описаны во всей области частот и температур в рамках модели контакта металла с полупроводником, содержащим один глубокий уровень, в пренебрежении мелкими донорными уровнями. Уравнение для комплексной емкости \tilde{C} барьера металла с полупроводником, содержащим 2 уровня энергии доноров, концентрации которых удовлетворяют условию $N_d \gg N_t$, и компенси-

рующие акцепторы с общей концентрацией N_a , имеет вид

$$\tilde{C} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{\sqrt{A^2 + B^2 - B + \frac{1}{a(\omega)}}}, \quad (5)$$

где

$$A = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\phi_b - U - \phi_d)}{e(N_d - N_a)},$$

$$B = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 a(\omega)\phi_d}{e(N_d - N_a)},$$

$\omega = 2\pi f$ — круговая частота, $a(\omega) = a_1(\omega) + ia_2(\omega)$ — комплексная функция, в которой

$$a_1 = \left(\frac{\sqrt{b_1^2 + b_2^2} + b_1}{2} \right)^{1/2},$$

$$a_2 = \left(\frac{\sqrt{b_1^2 + b_2^2} - b_1}{2} \right)^{1/2},$$

$$b_1(\omega) = \frac{e^2 n}{kT\varepsilon_0\varepsilon} \left[1 + \frac{b_3}{1+(\omega\tau_1)^2} - \frac{b_4}{1+(\omega\tau_2)^2} \right],$$

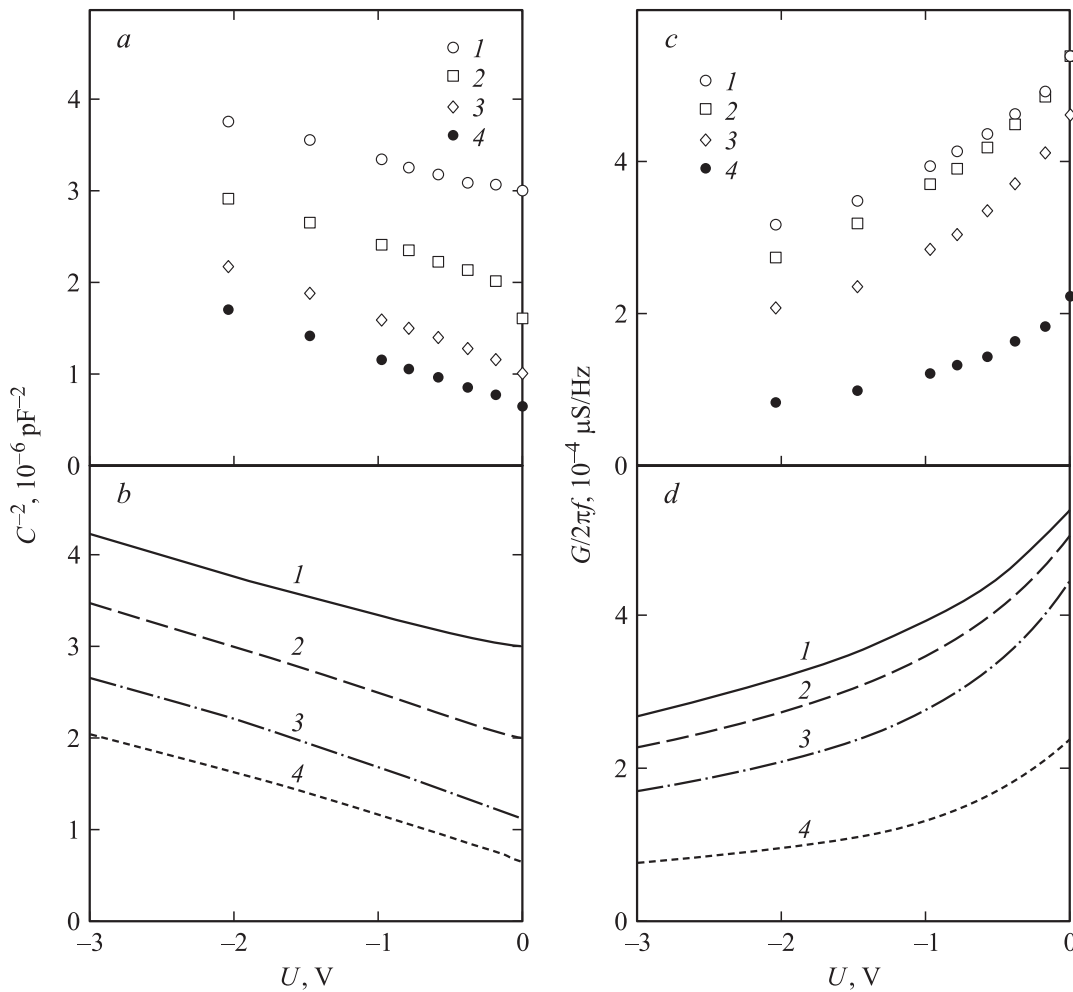


Рис. 5. Зависимости квадрата обратной емкости C^2 (*a* и *b*) и проводимости $G/2\pi f$ (*c* и *d*) от напряжения U для барьера Au–CdP₂ при частотах f , кГц: 1 — 30, 2 — 20, 3 — 10, 4 — 3. *a* и *c* — экспериментальные данные, *b* и *d* — расчет по формуле (5).

$$b_2(\omega) = \frac{e^2 n}{kT \epsilon_0 \epsilon} \left[\frac{b_3}{1 + (\omega \tau_1)^2} - \frac{b_4}{1 + (\omega \tau_2)^2} \right],$$

$$b_3 = \frac{N_d}{n_1} \xi^2, \quad b_4 = \frac{N_d \xi^2 \chi kT \epsilon_0 \epsilon}{e^2 n n_1},$$

τ_1, τ_2 — постоянные времени, χ — коэффициент, определяющий максимальное изменение заряда при перезарядке центра с концентрацией N_t . При этом $C = \text{Re}(\tilde{C})$, а $G = \omega \text{Im}(\tilde{C})$.

Коэффициент b_3 получен из кинетических соотношений изменения заряда на донорном центре на границе ОПЗ при условии $N_d > N_a > n$, когда концентрация ионизованных и нейтральных доноров больше концентрации компенсирующих акцепторов. Коэффициент b_4 учитывает кинетику процессов перезарядки глубокого центра N_t . Постоянная τ_1 для данной модели определяет обмен носителей заряда между уровнем E_d и зоной проводимости, а τ_2 определяет эффективное время перезарядки центра с большей глубиной залегания. При этом предполагалось, что $\tau_1 > \tau_2$. В расчетах, приведенных на рис. 3, *b, d*, приняты значения следующих параметров

барьера и полупроводника:

$$N_d = 1.9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad \xi = 0.07, \quad \varphi_b = 1.05 \text{ эВ},$$

$$\varphi_d = 0.291 \text{ эВ}, \quad \tau_1 (297 \text{ К}) = 2.6 \cdot 10^{-5} \text{ с},$$

$$\tau_2 (297 \text{ К}) = 3.2 \cdot 10^{-7} \text{ с}, \quad \chi = 0.34;$$

то же на рис. 4, *b, d*:

$$N_d = 1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad \xi = 0.09, \quad \varphi_b = 0.86 \text{ эВ},$$

$$\varphi_a = 1.14 \text{ эВ}, \quad \varphi_d = 0.299 \text{ эВ},$$

$$\tau_1 (297 \text{ К}) = 2.6 \cdot 10^{-5} \text{ с}, \quad \tau_2 (297 \text{ К}) = 2.6 \cdot 10^{-7} \text{ с};$$

то же на рис. 5, *b, d*:

$$N_d = 7.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}, \quad \xi = 0.09, \quad \eta = 1.09,$$

$$\varphi_b = 1.05 \text{ эВ}, \quad \varphi_d = 0.29 \text{ эВ}.$$

Отклонение экспериментальных результатов (рис. 3, *a, c*; 4, *a, c*; 5, *a, c*) от теоретических оценок (рис. 3, *b, d*; 4, *b, d*; 5, *b, d*) имеет место на низких

частотах и при высоких температурах. Это связано с тем, что в модели для комплексной емкости барьера не рассматривались дополнительные механизмы, которые дают вклад в проводимость и емкость. Проводимость барьеров Ni-CdP₂ в области высоких температур и низких частот, как следует из эксперимента, пропорциональна плотности тока через барьер и уменьшается с ростом частоты измерительного сигнала. Частотная зависимость этой компоненты проводимости проявляется при отсутствии напряжения на барьере. Такой характер проводимости может быть связана с нарушением функции распределения электронов проходящим током при рассеянии электронов на фононах [4]. Нельзя исключить случай, когда ответственным за частотную зависимость проводимости на низких частотах и повышенных температурах может быть глубокий уровень заполнения которого в области ОПЗ, прилегающей к контакту, определяется электронным потоком из полупроводника или металла [15]. Отметим, что поверхностные электронные состояния контакта (ПЭСК) также могут влиять на частотную зависимость проводимости [4]. Слабая температурная зависимость избыточной проводимости на частотах $f > 6.2$ кГц позволяет предположить, что в области низких температур на проводимость оказывают влияние ПЭСК, при этом степень их заполнения не связана с проходящим через структуру током. Влияние ПЭСК на характеристики емкости в этом температурном интервале несущественно. В этом случае общая проводимость $G^*(\omega)$:

$$G^*(\omega) = \omega \operatorname{Im} \tilde{C} + G_f(\omega) + G_s(\omega),$$

где

$$G_j(\omega) = j \frac{eS(y + u\tau_0^2)}{kT(1 + \omega^2\tau_0^2)}, \quad (6)$$

$$G_s(\omega) = \frac{eS(v\omega^2 + w)}{kT(1 + \omega^2\tau_s^2)}. \quad (7)$$

Постоянные y , u , v , w , τ_0 , τ_s характеризуют кинетику электронного обмена ПЭСК с полупроводником и металлом. Для их определения необходимы дополнительные исследования энергетического спектра и других характеристик ПЭСК в запрещенной зоне полупроводника. В нашем случае они использовались как подгоночные параметры. На рис. 4 теоретические зависимости $G(\omega)$ приведены с учетом влияния ПЭСК.

В проводимости барьеров Au-CdP₂, Pt-CdP₂ во всем интервале температур составляющая $G_j(\omega)$ отсутствует. В высокотемпературном интервале для этих структур в общей проводимости проявляется составляющая $G_s(\omega)$, связанная с ПЭСК.

5. Заключение

Из вышеизложенного следует, что в контакте металла с дифосфидом кадмия, проводимость которого определяется большей концентрацией дефектов, образующих

в запрещенной зоне глубокие уровни, формируется заборный слой, характеристики которого имеют ряд особенностей. При экспоненциальном характере зависимости прямого тока от напряжения с коэффициентами неидеальности, близкими к единице, энергия активации обратного тока и его величина зависят от характеристик глубоких уровней полупроводника. Существенным при этом является соотношение контактной разности потенциалов и ширины запрещенной зоны полупроводника. В структурах с высотой барьера, превышающей половину ширины запрещенной зоны, ток определяется носителями заряда обоих знаков, и в переносе заряда существенным становятся рекомбинационные процессы в ОПЗ и поверхностные электронные состояния на контакте.

Комплексная проводимость имеет ярко выраженную частотную зависимость. В зависимости от частоты емкость исследуемых структур уменьшается от максимального значения на низких частотах до геометрической емкости на высоких частотах. С ростом температуры емкость барьера растет, а проводимость падает как следствие температурной зависимости концентрации свободных носителей заряда и эффективной постоянной времени обмена глубоких уровней с зоной проводимости носителями заряда. На высоких частотах увеличение обратного смещения на барьере увеличивает его емкость в тех случаях, когда процессы перезарядки глубоких уровней ограничиваются обменом носителями заряда уровней с меньшей глубиной залегания. Как следует из проведенных исследований, изменение наклона зависимости квадрата обратной емкости от приложенного к барьеру смещения является следствием частотной зависимости комплексной проводимости контакта.

Выяснение природы собственных дефектов в CdP₂ является предметом отдельных исследований, однако можно предположить, исходя из общих черт энергетической структуры соединений A^{II}B^V [16], что донорные уровни, ответственные за тип проводимости исследуемых кристаллов, связаны с межузельным кадмием и антиструктурными дефектами замещения кадмия фосфором. По результатам наших измерений, это подтверждается также значительным ростом сил осцилляторов на модах, определяемых связями P-P и Cd-P, и одновременным спадом интенсивности отражения на резонансах, ответственных за связи Cd-Cd в колебательных спектрах кристаллов, отожженных в парах фосфора [17].

Список литературы

- [1] В.С. Коваль, А.В. Любченко, И.В. Потыкевич, А.В. Федоров. ФТП, **10**, 41 (1976).
- [2] В.С. Вавилов, В.С. Коваль, В.Г. Негрий, И.В. Потыкевич. ФТП, **6**, 281 (1972).
- [3] А.Ю. Камерцель, Г.А. Кудинцева, И.Г. Стамов, Н.Н. Сырбу. ФТП, **19**, 28 (1985).
- [4] В.И. Стриха. *Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1974).

- [5] С.И. Берил, А.С. Старчук. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, № 5, 46 (2002).
- [6] В.Н. Абакумов, В.П. Карпус, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. ФТП, **30**, 2498 (1982).
- [7] О.В. Курносова, И.Н. Ясиевич. ФТП, **26**, 3307 (1984).
- [8] А.Н. Король, В.И. Стриха, Д.И. Шека. ФТП, **14**, 1180 (1980).
- [9] В.Ф. Баранов, И.Г. Стамов. ЖПС, **29**, 154 (1986).
- [10] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Sol. St. Commun., **51**, (7), 515 (1984).
- [11] N.T. Bagraev. Sol. St. Commun., **95** (6), 365 (1995).
- [12] Н.Т. Баграев. ЖЭТФ, **100** (4), 1378 (1991).
- [13] Л.С. Берман, А.А. Лебедев. *Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках* (Л., Наука, 1981).
- [14] E. Schibli, A.G. Milnes. Sol. St. Electron., **11**, 323 (1968).
- [15] А.С. Шеулин, А.К. Купчиков, А.Е. Андервакс, А.И. Рыскин. ФТП, **38**, 72 (2004).
- [16] С.Ф. Маренкин, А.М. Раухман, Д.П. Пищиков, В.Б. Лазарев. Изв. вузов. Неорг. матер., **28**, 1813 (1992).
- [17] И.Г. Стамов, Д.В. Ткаченко. *Матер. 2-й Межд. конф. по физике электронных материалов* (Калуга, Россия, 2005) т. 1, с. 161.

Редактор Т.А. Полянская

Influence of the energy levels of defects in the gap of CdP_2 on the characteristics of the Shottky-structures

I.G. Stamov, D.V. Tkachenko

Dniester State University,
3300 Tiraspol, Moldova

Abstract An investigation of electric characteristics of the Shottky-barriers of $n\text{-CdP}_2$ with the metals was carried out. We have established that the region of the spatial charge at the metal–semiconductor interface was really the Shottky-layer one, which had been formed due to the great concentration of the charges of deep centers. The charge transfer in such structures takes place due to the above-barrier emission. A diffusion model with one or two type of charge carriers describes this process very well. The great concentration of ionized centers in the range of spatial charge leads to the tunnel mechanism of the breakdown in such structures. The spectral dependences of the complex conductivity are controlled by the charge exchange of the deep donor with the conduction band as well as by the recharging of the second deep level. We have obtained good agreement of experimental results and the theory.