

Особенности долговременной релаксации емкости в выпрямляющих структурах на основе моноклинного ZnP_2 n -типа проводимости

© И.Г. Стамов[¶], Д.В. Ткаченко

Приднестровский государственный университет
MD 3300 Тирасполь, Молдова

(Получена 25 июня 2007 г. Принята к печати 12 октября 2007 г.)

Приводятся результаты исследования электрических свойств структур, включающих металл, проводящий окисел (ITO) и полупроводник β - ZnP_2 n -типа проводимости. Установлено, что полное сопротивление исследуемых структур определяется глубокими уровнями собственных дефектов в запрещенной зоне полупроводника. Обнаружена долговременная релаксация емкости и проводимости после выключения обратного смещения при низких температурах, связанная с восстановлением неравновесного заряда в области пространственного заряда. Построены модели процессов, в которых удовлетворительно описываются экспериментальные результаты.

PACS: 71.55.Ht, 72.80.Jc, 73.30.+y, 73.40.Gk, 78.40.Fy

1. Введение

Дифосфид цинка моноклинной модификации (β - ZnP_2) обращает на себя внимание исследователей в последние десятилетия благодаря ярко выраженным экситонным сериям линий поглощения [1,2], большому значению энергии связи биэкситонов [3,4], значительному линейному дихроизму края поглощения [5]. Электрические и фотоэлектрические свойства кристаллов β - ZnP_2 и структур на его основе исследованы в работах [6,7]. Барьеры Шоттки были использованы для изучения оптических констант кристалла в электрическом поле [8,9]. В настоящей работе приводятся результаты исследования частотных, температурных и полевых свойств полной проводимости структур металл–, \langle проводящий окисел $InSnO_2$ (ITO) \rangle – $\langle\beta$ - $ZnP_2\rangle$, а также влияния на эти свойства излучения из области фундаментального поглощения. Методы получения кристаллов β - ZnP_2 и структур на его основе представлены в [1–9]. Исследования проведены на кристаллах n -типа проводимости, полученных из газовой фазы. Концентрация свободных носителей заряда и подвижность в этих кристаллах при комнатной температуре составляли $n = 10^{14}–10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $\mu = 50–150 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ соответственно. Тип проводимости определяется глубокими донорами с энергиями залегания E_{d1} , E_{d2} и E_{d3} , которые составляют, по результатам наших измерений, 0.13, 0.15 и 0.2 эВ соответственно. Компенсирующим акцептором является центр с энергией $E_a = 0.3 \text{ эВ}$ [10]. Полная проводимость исследуемых структур была измерена мостовым методом на переменном токе в диапазоне частот $f = 10–10^5 \text{ Гц}$ и в интервале температур $T = 80–410 \text{ К}$.

2. Вольт-амперные характеристики барьеров Шоттки металл– β - ZnP_2

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур Ni – β - ZnP_2 при смещении структуры в прямом направлении представлены в [8]. Перенос заряда в этих структурах определяется термоэлектронной эмиссией над барьером и описывается в рамках диффузионной модели. Исследуемые структуры характеризуются показателями идеальности η , близкими к 1 ($\eta = 1.02–1.05$ для барьеров с Ni и $1.1–1.25$ для барьеров с Au). Высота потенциального барьера ϕ_b зависит от контактной разности потенциалов металла и полупроводника и для исследуемых структур составляет 0.83 и 1.02 эВ для барьеров Ni – β - ZnP_2 , Au – β - ZnP_2 соответственно. Ток при обратном смещении в исследуемых структурах до напряжения пробоя описывается уравнением для обратно смещенного барьера Шоттки, учитывающим снижение высоты барьера квантовыми силами изображения электрона [11,12]. Пробой в исследуемых структурах является туннельным, так же как в структурах металл– CdP_2 , металл– α - ZnP_2 [13,6]. Однако в зависимости туннельного тока от напряжения выявлены два участка с разными показателями в экспонентах. Отношение показателей экспонент на двух участках туннельной характеристики остается постоянной величиной, не зависит от рода материала, образующего выпрямляющий контакт с β - ZnP_2 , концентрации глубоких уровней в запрещенной зоне полупроводника и составляет (1.3 ± 0.01) . Критическое значение электрического поля перехода от одного участка к другому также сохраняется постоянным. Показатели экспоненты в полевой зависимости туннельного тока определяются глубиной залегания глубокого уровня и эффективной массой электронов для туннелирования [14–16]. Ток на

[¶] E-mail: istamov51@mail.ru
Fax: (10-373-533) 92504

каждом из участков описывается уравнением [13]

$$J_t = J_{t0} \exp[-(4\sqrt{2m^*m_e}\phi_d^{3/2}/3\hbar F)], \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса электрона в зоне проводимости, m_e — масса свободного электрона, ϕ_d — потенциал, соответствующий энергии залегания глубокого уровня, F — напряженность электрического поля барьера.

Описанное изменение наклона ВАХ на участке пробоя не может быть связано с нарушением условия для использования (1) в соответствии с теорией туннельно-резонансных токов в структурах с глубокими уровнями [12], так как проявляется в широком интервале температур и напряженностей электрического поля. Эти обстоятельства позволяют предположить, что туннелирование может быть связано с многозарядным центром.

Температурный коэффициент тока на участке пробоя изменяется в небольших пределах от структуры к структуре и определяется предэкспоненциальным множителем J_{t0} в формуле (1).

3. Характеристики комплексной проводимости структур металл- β -ZnP₂

На рис. 1 представлены частотные зависимости емкости $C(f)$ и проводимости $G(f)$ структур Au- β -ZnP₂ для нескольких температур (характер зависимостей для структур с другими металлами был аналогичным). С ростом частоты f емкость уменьшается. В представленных зависимостях можно выделить три участка спада емкости, характеризующихся постоянными времени τ_1 , τ_2 , τ_3 . Высокочастотная постоянная τ_1 и постоянная времени τ_2 , как следует из экспериментальных результатов, не являются функциями температуры. Низкочастотная постоянная τ_3 характеризуется значительной энергией активации: $E_{act} > 0.8$ эВ. В некоторых структурах не была обнаружена составляющая емкости, связанная с постоянной времени τ_2 . Проводимость $G(f)$ растет с увеличением частоты и температуры. В структурах ПТО- β -ZnP₂ в области частот 10–2000 Гц наблюдается уменьшение емкости при увеличении температуры выше 330 К.

Прямое смещение, приложенное к барьеру, увеличивает емкость и проводимость на всех частотах при всех температурах. Зависимость проводимости от обратного смещения U имеет минимум. Рост проводимости при больших обратных смещениях связан с пробойными явлениями в структуре. Зависимость $C^{-2}(U)$ близка к линейной в диапазоне обратных смещений 0–1.5 В. Наклон этой зависимости уменьшается при увеличении обратного напряжения $|U| > 1.5$ В и частоты измерительного сигнала.

Полученные экспериментальные результаты можно описать в рамках модели контакта металла с полупроводником, содержащим три глубоких донорных уровня с концентрациями N_{d1} , N_{d2} , N_{d3} и компенсирующие акцепторы с общей концентрацией N_a . С использованием подходов, развитых для решения такого типа задач [16–18], было получено следующее приближенное выражение для полной проводимости исследуемых структур:

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

где

$$A = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\phi_b - \phi_{d3} - U)}{e(N_{d1} + N_{d2} + N_{d3} - N_a)},$$

$$D = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\phi_{d1}a(\omega)}{e(N_{d1} + N_{d2} - N_a)},$$

$$H = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\phi_{d3} - \phi_{d1})}{e(N_{d1} + N_{d2} - N_a)},$$

$$B = \varepsilon\varepsilon_0\phi_{d1}a(\omega)$$

$$\times \frac{\sqrt{1 + 2e(N_{d1} + N_{d2} - N_a)(\phi_{d3} - \phi_{d1})/\varepsilon\varepsilon_0\phi_{d1}^2a^2(\omega)}}{e(N_{d1} + N_{d2} + N_{d3} - N_a)},$$

$\omega = 2\pi f$ — круговая частота, S — площадь контакта, $a(\omega) = [\sqrt{\sqrt{b_1^2 + b_2^2} + b_1} + i\sqrt{\sqrt{b_1^2 + b_2^2} - b_1}]/\sqrt{2}$ — комплексная функция, в которой

$$b_1 = ne \left(1 + \frac{d_1}{1 + \tau_1^2\omega^2} + \frac{d_2}{1 + \tau_2^2\omega^2} + \frac{d_3}{1 + \tau_3^2\omega^2} \right) / kT\varepsilon\varepsilon_0,$$

$$b_2 = ne\omega \left(\frac{d_1\tau_1}{1 + \tau_1^2\omega^2} + \frac{d_2\tau_2}{1 + \tau_2^2\omega^2} + \frac{d_3\tau_3}{1 + \tau_3^2\omega^2} \right) / kT\varepsilon\varepsilon_0,$$

τ_1 , τ_2 , τ_3 — постоянные времени, ϕ_{d1} , ϕ_{d2} , ϕ_{d3} — потенциалы, соответствующие энергиям залегания глубоких уровней, ε — относительная диэлектрическая проницаемость кристалла, ε_0 — электрическая постоянная, k — постоянная Больцмана. При этом $C = \text{Re}(\tilde{C})$, а $G = \omega \text{Im}(\tilde{C})$.

Коэффициенты d_1 , d_2 и d_3 получены из кинетических соотношений изменения заряда на донорных уровнях E_{d1} и E_{d2} на границе области пространственного заряда (ОПЗ) при условии N_{d1} , $N_{d2} > N_a > n$, когда концентрация ионизованных и нейтральных доноров больше концентрации компенсирующих акцепторов. Коэффициент d_3 учитывает кинетику процессов перезарядки глубокого уровня N_3 . Постоянные τ_1 и τ_2 для данной модели определяют обмен носителей заряда между уровнями E_{d1} , E_{d2} и зоной проводимости, а τ_3 определяет эффективное время перезарядки уровня с большей глубиной залегания. При выводе этого уравнения предполагалось, что $\tau_3 \gg \tau_2 > \tau_1$, концентрации уровней N_{d1} и N_{d2} приблизительно совпадают и энергии залегания более мелких уровней близки друг к другу ($E_{d1} \lesssim E_{d2}$).

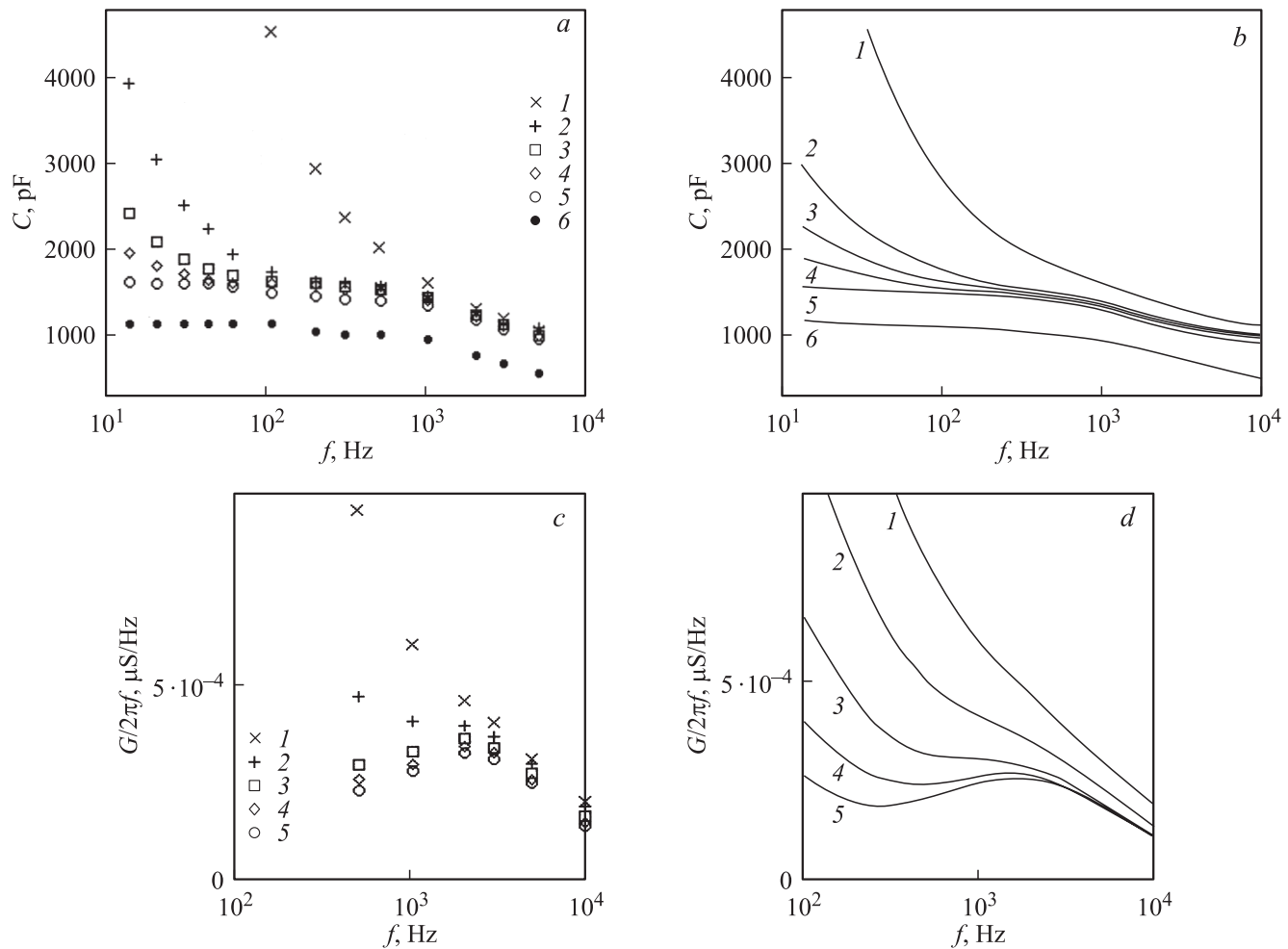


Рис. 1. Частотные зависимости емкости (*a, b*) и проводимости (*c, d*) барьера Au-β-ZnP₂ при напряжении $U = 0$ В. *a, b*: $T = 320$ (1), 300 (2), 292 (3), 285 (4), 265 (5), 80 К (6). *c, d*: $T = 320$ (1), 310 (2), 300 (3), 292 (4), 285 К (5). *a, c* — экспериментальные данные; *b, d* — расчет по формуле (2).

Отклонение экспериментальных результатов от теоретических оценок имеет место на низких частотах и при высоких температурах. Уравнение (2) приближенно отражает частотные зависимости емкости и проводимости структур. При этом согласие с экспериментальными результатами достигается при условии, что постоянные времени τ_2 и τ_1 не зависят от температуры, а постоянная времени τ_3 экспоненциально увеличивается с температурой с энергией активации ~ 0.8 эВ. Учитывая поведение полной проводимости в зависимости от частоты и температуры, можно предположить, что заполнение глубоких доноров в области квазинейтральности имеет более сложный характер, чем в моделях, предложенных в работах [16,17]. Следуя [19], полагаем, что заполнение более глубоких донорных центров связано с термоэлектронным потоком электронов из металла в полупроводник и из полупроводника в металл, так как скорости обмена носителями заряда донорных центров с зоной проводимости на границе пересечения квазиуровня Ферми с E_{d3} являются малыми. В этом случае

понятным становится совпадение энергии активации E_{act} с высотой потенциального барьера ϕ_b , а также различия, возникающие в температурных зависимостях емкости на низких частотах в структурах Au-β-ZnP₂, Ni-β-ZnP₂ и ИТО-β-ZnP₂.

4. Релаксация емкости в области низких температур

При понижении температуры емкость и проводимость на всех частотах уменьшаются. В области температур $78 < T < 250$ К в частотных характеристиках полной проводимости не проявляются особенности, связанные с постоянной времени τ_3 . Релаксация емкости после включения обратного смещения имеет экспоненциальный характер во всем исследуемом интервале температур. Постоянная времени τ_{on} составляет (0.115 ± 0.005) с и остается постоянной в интервале температур 78–410 К. Зависимость емкости от времени t после выключения обратного смещения при температурах $T < 250$ К содер-

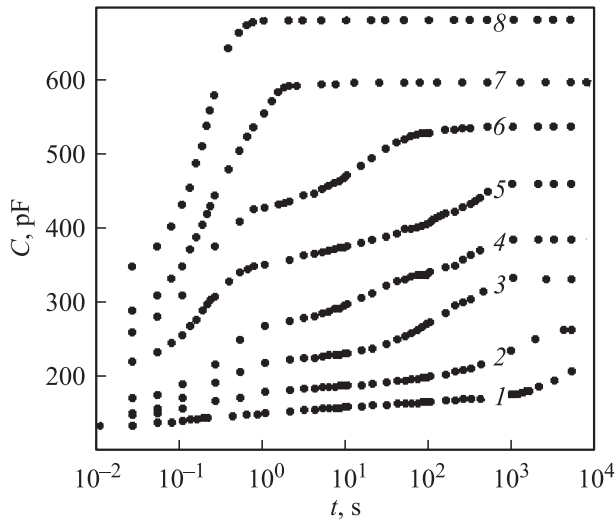


Рис. 2. Зависимости темновой емкости барьера Ni- β -ZnP₂ от времени после выключения смещения при температурах T , К: 1 — 80, 2 — 88, 3 — 100, 4 — 178, 5 — 219, 6 — 229, 7 — 273, 8 — 294.

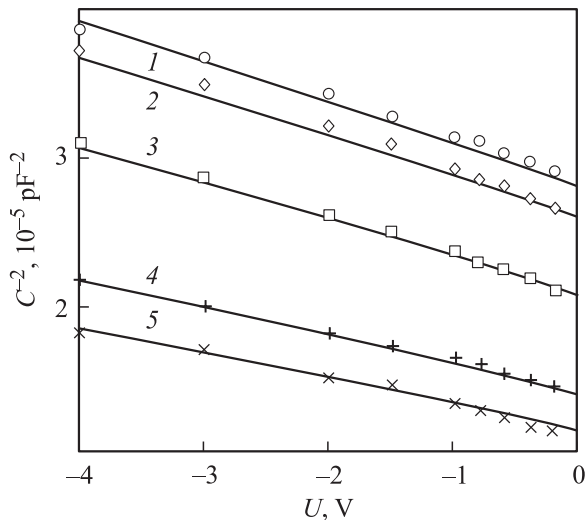


Рис. 3. Зависимости квадрата обратной емкости барьера Au- β -ZnP₂ от напряжения на частоте $f = 10$ кГц в момент времени t_s при температурах T , К: 1 — 80, 2 — 115, 3 — 139, 4 — 159, 5 — 169. Сплошные линии — расчет по формуле (3).

жит несколько участков быстрой и долговременной релаксации (рис. 2). Первый участок быстрой релаксации емкости имеет длительность от момента выключения обратного напряжения t_s примерно до 1 с и линейную зависимость (в интервале $0-t_s$) с наклоном, растущим по величине с ростом температуры. Изменение емкости со временем на участке долговременной релаксации в темноте при низких температурах имеет степенную зависимость с показателем $x = 0.018$ при $T = 80$ К. Участок долговременной релаксации сокращает свою протяженность с увеличением температуры и при $T > 290$ К не обнаруживается. Вторым участком быстрого изменения

емкости от времени следует за участком долговременной релаксации. Время восстановления емкости t_r зависит от температуры, величины приложенного обратного смещения и при 80 К составляет $t_r \approx 4 \cdot 10^4 - 10^5$ с (оценка получена экстраполяцией экспериментальных характеристик). Быстрое восстановление равновесного значения полной проводимости структур после выключения обратного смещения при низких температурах осуществляется подсветкой из области собственного поглощения или после нагрева структуры до комнатной температуры. Включение прямого смещения не оказывает влияния на процессы долговременной релаксации проводимости.

На рис. 3 представлены вольт-фарадные характеристики (ВФХ) структуры Ni- β -ZnP₂ в координатах $C^{-2}-U$, соответствующие неравновесным значениям емкости $C_{ts}(0)$ после выключения напряжения смещения в момент времени t_s перехода к долговременной релаксации. Зависимости, соответствующие равновесным значениям емкости $C(U)$ при заданном постоянном смещении на барьере и после установления равновесия $C(0)$ при выключенном смещении, описываются формулой (2) и на рисунке не показаны. Отношение $m = [C(0) - C_{ts}(0)]/[C(0) - C(U)]$ для различных структур составляет 0.3–0.89. Коэффициент m не зависит от приложенного обратного напряжения в интервале 1–6 В, уменьшается до нуля при уменьшении напряжения до нуля и равен нулю при прямых напряжениях смещения. При напряжении смещения $U > 6$ В параметр m уменьшается.

При воздействии на структуру светом из области фундаментального поглощения зависимость C от времени t содержит начальный участок быстрой релаксации, а затем становится практически линейной, причем в линейной зависимости можно выделить два участка с незначительно отличающимися наклонами (рис. 4). Отношение длительностей линейных участков во всех исследуемых образцах составляет 0.4–0.5. Время восстановления емкости обратно пропорционально произведению интенсивности света и коэффициента поглощения света полупроводника α при значениях $\alpha < 110$ см⁻¹. При $\alpha > 110$ см⁻¹ t_r изменяется незначительно. Длина волны света, начиная с которой обнаруживается его влияние на время релаксации емкости, соответствует длинноволновому краю поглощения β -ZnP₂ [5,20]. Инфракрасное излучение с длиной волны в диапазоне 0.85–40 мкм на характеристики емкости и проводимости не влияет.

При температурах $T < 250$ К для постоянных времени выполняются условия $\tau_3 \gg \tau_2 > \tau_1$. Поэтому при воздействии незначительного по величине внешнего напряжения изменением заряда в ОПЗ, связанным с уровнем E_{d3} , можно пренебречь. При этом положение границы x_1 пересечения уровня доноров E_{d3} и уровня Ферми (рис. 5) зависит от приложенного внешнего смещения. При включении смещения в заперном направлении стационарное значение емкости устанавливается с постоянной τ_{on} , определяемой скоростями теплового

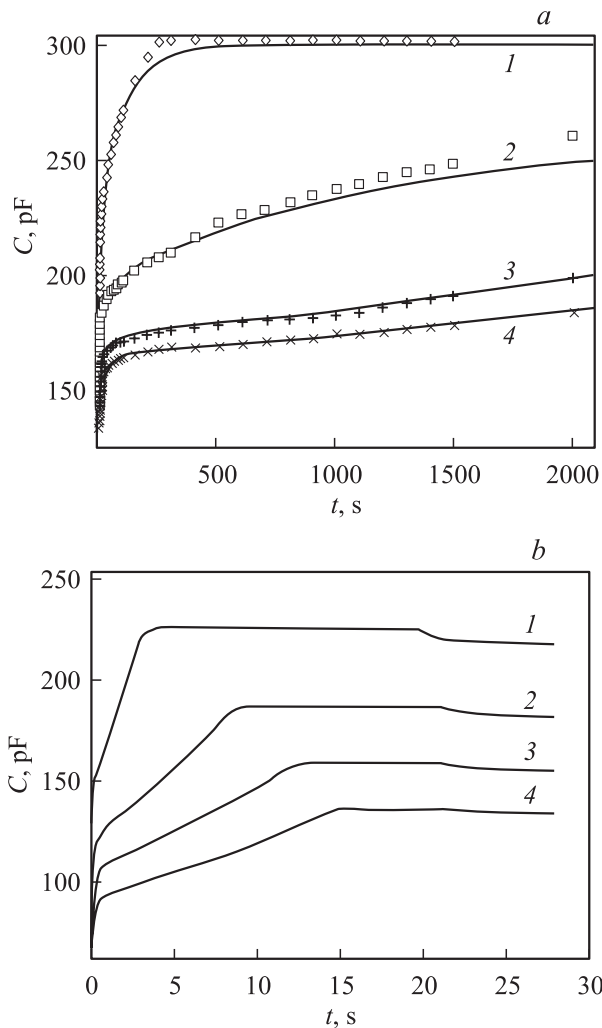


Рис. 4. Зависимости емкости барьера Au- β -ZnP₂ от времени при температурах T , К: 1 — 152, 2 — 122, 3 — 90, 4 — 80. *a* (точки) — световой поток $I = 0$; *b* — световой поток $I \neq 0$, длина волны $\lambda = 833$ нм. *a*: (сплошные линии) — расчет по формулам (3), (4).

выброса электронов с уровней E_{d1} , E_{d2} и E_{d3} , а при выключении напряжения — скоростью обмена электронами уровней E_{d1} и E_{d2} с зоной проводимости, скоростью захвата электронов на уровень E_{d3} , распределение концентрации которых в ОПЗ определяется термоэлектронными потоками носителей заряда из металла и объема полупроводника, и скоростью захвата дырок на уровень E_{d3} . Процесс повышения потенциала на границе ОПЗ с полупроводником при выключении обратного смещения сопровождается инжекцией электронов из металла в полупроводник в сильном электрическом поле барьера, соответствующем значению до выключения обратного смещения и нейтрализации части ионизованных глубоких уровней. При этом в слое x_3-x_1 (рис. 5) на диаграмме энергетических зон образуется провал (потенциальная яма). Заряд в этом слое определяется электронами, захваченными на уровни с энергией зале-

гания E_{d3} , и ионизованными уровнями с меньшей глубиной залегания, а рекомбинационные процессы подавлены малыми концентрациями основных и неосновных носителей заряда и встречными электрическими полями для носителей заряда в сформированной таким образом потенциальной яме. Для выбора модели, описывающей долговременную релаксацию емкости, важным является установление временной эволюции напряженности электрического поля $F(t)$ на границе металл-полупроводник после выключения обратного смещения. $F(t)$ была восстановлена для структур ИТО- β -ZnP₂ с $m = 0.54$ по спектрам экситонного отражения света в электрическом поле барьера [15] при различных напряжениях, приложенных к барьеру, и по временным релаксациям отражения света от структуры на разных длинах волн (рис. 6). На рис. 7 представлена зависимость максимального значения электрического поля барьера от времени, из которой следует, что после выключения обратного смещения напряженность поля уменьшается от значения, соответствующего напряжению, приложенному к

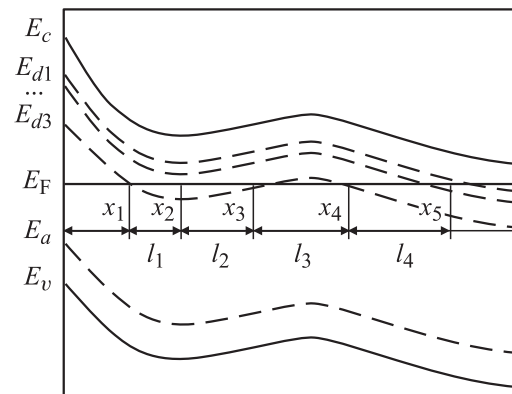


Рис. 5. Диаграмма энергетических зон в области запирающего контакта на электронном β -ZnP₂ при низких температурах после выключения обратного смещения в момент времени t_s . E_c — край зоны проводимости, E_v — край валентной зоны.

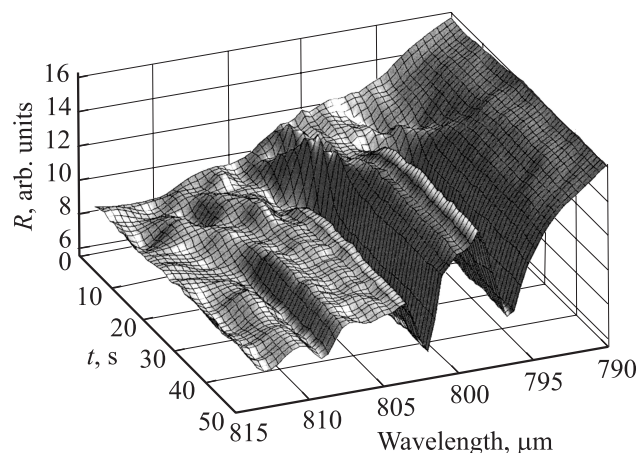


Рис. 6. Зависимость спектра коэффициента отражения света от времени для структуры ИТО- β -ZnP₂.

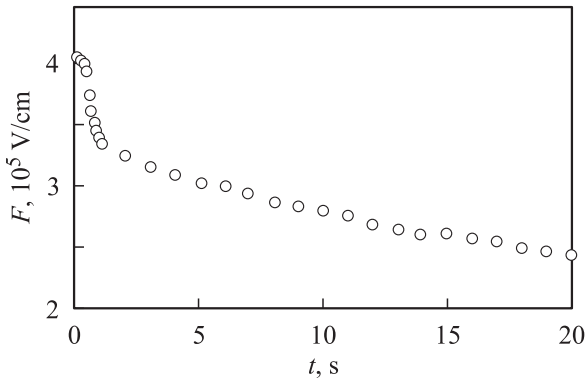


Рис. 7. Зависимость максимальной напряженности электрического поля от времени в структуре ИТО- β -ZnP₂.

барьеру до выключения, к значениям, соответствующим отсутствию внешнего напряжения. В этой зависимости выделяются два участка изменения поля от времени. Участок медленного изменения поля соответствует долговременной релаксации емкости. Следует заметить, что представленная зависимость $F(t)$ соответствует структуре с $m = 0.54$, в которой участок быстрой релаксации емкости ярко выражен, и в условиях, когда на структуру действует световой поток. Учитывая выше изложенное и принимая во внимание то, что после выключения напряжения на барьере измеряемое значение емкости связано с изменением заряда на уровнях E_{d1} и E_{d2} , а в слое квазиравновесия величина заряда определяется неионизованными и ионизованными центрами E_{d3} , можно предположить, что долговременная релаксация емкости в этих структурах определяется восстановлением равновесного распределения заряда в области потенциальной ямы ОПЗ.

Для емкости в этом случае при дополнительных условиях, что значения емкостей и напряженностей электрического поля на границе полупроводника с металлом до выключения обратного смещения и сразу после его выключения совпадают, нами получено следующее выражение:

$$\tilde{C} = \varepsilon \varepsilon_0 S / [x_5 + 1/a(\omega)], \quad (3)$$

где $x_5 = x_1 + l_1 + l_2 + l_3 + l_4$ (рис. 5).

Толщины слоев x_1, l_1, l_2, l_3, l_4 и средняя величина заряда N_s в слоях l_1, l_2, l_3 определялись из условий равенства потенциалов и напряженностей электрического поля на границах x_1, x_2, x_3, x_4, x_5 . Изменение средней величины заряда N_s в слое l_2 , ответственной за участок долговременной релаксации емкости, может быть представлено следующим выражением:

$$N(t) = N_{d3} + (N_s - N_{d3}) \times [1 - \exp[-\gamma_p(g + g_0)t^2/2 - \alpha_n t]], \quad (4)$$

где γ_p — коэффициент рекомбинации свободной дырки с локализованным электроном, α_n — вероятность терми-

ческого освобождения электронов с уровня N_{d3} , g — скорость оптической генерации неравновесных дырок, g_0 — скорость термической генерации дырок в слое l_2 .

В расчетах приняты следующие значения параметров барьера и полупроводника, дающие наилучшее согласие с экспериментом: рис. 1 — $\varepsilon = 9.7$, $\tau_1 = 2.7 \cdot 10^{-5}$ с, $\tau_2 = 3 \cdot 10^{-5}$ с, $\tau_3 = 1.7 \cdot 10^{-1}$ с (300 К), $\mu_n = 150$ см²/В·с, $E_{d1} = 0.129$ эВ, $E_{d3} = 0.19$ эВ, $N_{d1} = 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $N_{d3} = 3.9 \cdot 10^{17}$ см⁻³; рис. 3, 4 — $\varepsilon = 9.7$, $\tau_1 = 7 \cdot 10^{-5}$ с, $\tau_2 = 1.1 \cdot 10^{-4}$ с, $E_{d1} = 0.129$ эВ, $E_{d3} = 0.19$ эВ, $N_{d1} = 2.2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $N_{d3} = 7 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $\gamma_p = 5.8 \cdot 10^{-10}$ см³·с⁻¹, $\alpha_n = 4.7 \cdot 10^{-8}$ с⁻¹, $g = 1 \cdot 10^4$ см⁻³·с⁻¹, $g_0 = 1.8 \cdot 10^3$ см⁻³·с⁻¹.

Зависимости емкости от времени, рассчитанные по выражениям (3), (4), только на качественном уровне отражают экспериментальные результаты в силу приближений, принятых при выводе уравнений для полной проводимости и кинетики восстановления заряда в ОПЗ, поэтому на рис. 2 и 4, *b* не приведены.

5. Заключение

Из экспериментальных результатов следует, что в структурах на основе β -ZnP₂ *n*-типа проводимости с металлами и ИТО образуется запирающий слой (ОПЗ), характеристики которого определяются работами выхода электронов контактирующего материала и полупроводника, концентрацией и глубиной залегания глубоких уровней. Роль поверхностных электронных состояний контакта проявляется в меньшей степени по сравнению с барьерами Шоттки на соединениях А^{III}В^V [6]. ОПЗ формируется глубокими уровнями собственных дефектов в запрещенной зоне полупроводника. Из приведенных данных следует, что на процессы перезарядки глубоких уровней в обедненном слое существенное влияние оказывают термоэлектронные токи барьера. Детальный анализ энергетической структуры и характеристик собственных дефектов электронного β -ZnP₂ не являлся задачей данной работы, однако их отсутствие не дает возможности однозначным образом построить диаграмму энергетических зон контакта. Особенности в наблюдаемой долговременной релаксации емкости, в туннельных характеристиках контакта могут быть связаны с D_- -центрами [21–23]. Изучение механизмов обнаруженных нами особенностей в проводимости структур на β -ZnP₂ может быть полезным при разработке принципов построения элементов „памяти“ в полупроводниковых приборах и регистраторов световых потоков с интегрирующими свойствами.

Список литературы

- [1] S. Taguchi, T. Goto, T. Takeda, G. Kido. J. Phys. Soc. Jap., **57**, 3256 (1988).
- [2] А.П. Крохмаль, В.А. Губанов, З.З. Янчук. ФТТ, **45**, 1177 (2003).

- [3] Н.М. Белый, И.С. Горбань, В.А. Губанов, И.Н. Дмитрук. Письма ЖЭТФ, **50**, 75 (1989).
- [4] И.С. Горбань. Укр. физ. журн., **37**, 1860 (1992).
- [5] А.Б. Певцов, С.А. Пермогоров, А.В. Селькин, Н.Н. Сырбу, А.Г. Уманец. ФТП, **16**, 1399 (1982).
- [6] А.Ю. Камерцель, Г.А. Кудинцева, И.Г. Стамов, Н.Н. Сырбу. ФТП, **19**, 28 (1985).
- [7] И.Г. Стамов, Н.Н. Сырбу, С.Б. Хачатурова. ФТП, **26**, 2468 (1984).
- [8] И.Г. Стамов, Н.Н. Сырбу, С.Б. Хачатурова. ФТП, **13**, 1734 (1979).
- [9] А.С. Романовский, А.В. Селькин, Н.А. Феоктистов, И.Г. Стамов. ФТТ, **40**, 1998 (1998).
- [10] В.И. Стриха. *Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник* (Киев, Наук. думка, 1974).
- [11] С.И. Берил, А.С. Старчук. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия, № 5, 46 (2002).
- [12] А.Н. Король, В.И. Стриха, Д.И. Шека. ФТП, **14**, 1180 (1980).
- [13] И.Г. Стамов, Д.В. Ткаченко. ФТП, **40**, 1196 (2006).
- [14] В.Н. Абакумов, В.П. Карпус, В.И. Перель, И.Н. Ясневич. ФТП, **30**, 2498 (1982).
- [15] О.В. Курносова, И.Н. Ясневич. ФТП, **26**, 3307 (1984).
- [16] E. Schibli, A.G. Milnes. Sol. St. Electron., **11**, 323 (1968).
- [17] C.R. Crowell, K. Nakano. Sol. St. Electron., **15**, 605 (1972).
- [18] Z. Yasuhito. Sol. St. Electron., **16**, 1029 (1973).
- [19] А.С. Щеулин, А.К. Купчиков, А.Е. Андервакс, А.И. Рыскин. ФТП, **38**, 72 (2004).
- [20] А.В. Селькин, И.Г. Стамов, Н.Н. Сырбу, А.Г. Уманец. Письма ЖЭТФ, **35**, 51 (1982).
- [21] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Sol. St. Commun., **51**, 515 (1984).
- [22] N.T. Bagraev. Sol. St. Commun., **95**, 365 (1995).
- [23] Н.Т. Баграев. ЖЭТФ, **100**, 4 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

Peculiarities of long-time capacitance relaxation in rectifying structures based on monoclinic n -ZnP₂

I.G. Stamov, D.V. Tkachenko

Transdnier State University,
3300 Tiraspol, Moldova

Abstract The result of investigation of electric properties of structures including metal, conducting oxide (ITO) and β -ZnP₂ semiconductor of n -type conductivity are presented. It was established that the total resistance of these structures was defined by deep levels of intrinsic defects in the semiconductor gap. The long-time relaxation of the capacitance and conductivity after switching off the inverse bias was detected. The models of these processes are produced which describe the experimental results satisfactory.