

Барьерные фотовольтаические эффекты в сегнетоэлектрических тонких пленках *PZT*

© В.К. Ярмаркин, Б.М. Гольцман, М.М. Казанин, В.В. Леманов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: V. Yarmarkin@shuvpop.ioffe.rssi.ru

(В окончательном виде 9 сентября 1999 г.)

Исследованы не зависящие от поляризации сегнетоэлектрика $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$ (*PZT*) фотоэлектрические характеристики тонкопленочных структур металл-*PZT*-металл при воздействии излучением из различных участков спектра ртутно-дуговой лампы. Пленки *PZT* получены на подложках из платинированного кремния золь-гель-методом. Изучена релаксация тока короткого замыкания и напряжения холостого хода при различных значениях интенсивности освещения в диапазоне длин волн 300–1200 нм. Обнаружен эффект восстановления напряжения холостого хода после выключения освещения и кратковременной выдержки структур в закороченном состоянии. На основе анализа возможных причин появления фототока и фотоэдс сделан вывод о преобладающем вкладе барьерных фотовольтаических эффектов, связанных с наличием *p-n*-перехода в объеме пленок и барьера Шоттки в области пленки, примыкающей к нижнему платиновому электроду.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 98-02-18164) и программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант № 97-2017).

Исследование фотоэлектрических свойств сегнетоэлектрических тонких пленок *PZT* представляет интерес как в плане изучения фотоэлектрических явлений в сегнетоэлектриках-полупроводниках [1], так и в плане возможностей их практического использования для создания новых видов энергонезависимой памяти с неразрушающим оптическим считыванием [2–5].

Ранее при изучении фотоотклика структур металл-*PZT*-металл отмечалось наличие стационарной компоненты фототока, которая не зависела от направления спонтанной поляризации пленок и наблюдалась при использовании как полупрозрачных, так и непрозрачных металлических электродов [2–4]. Происхождение этой компоненты фототока связывалось в указанных работах либо с диффузией от поверхности пленки в ее объем свободных носителей в результате генерации излучением электронно-дырочных пар (эффект Дембера), либо с существованием у контактов металл-пленка *PZT* поверхностных энергетических барьеров (барьеров Шоттки), обусловленных различием работ выхода металла и пленки. С целью уточнения физической природы указанного явления, а также для выяснения возможности получения на этой основе дополнительной информации о строении и электронной структуре пленок *PZT* нами были выполнены исследования фотоэлектрических свойств тонкопленочных структур металл-*PZT*-металл.

1. Методика эксперимента

Сегнетоэлектрические пленки состава $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3$ толщиной ~ 200 нм были получены золь-гель-методом на подложках из платинированного кремния по технологии, подробно описанной в [6]. Верхние электроды из Ni или Pt наносились вакуумным

термическим испарением и имели толщину ~ 100 нм и диаметр 0.2–0.5 мм. Электрическая емкость полученных конденсаторных структур, измеренная на частоте 1 кГц при амплитуде переменного напряжения 40 мВ, составляла 0.3–1.5 нФ, тангенс угла диэлектрических потерь был равен $(3–5) \cdot 10^{-2}$.

Освещение структур в диапазоне длин волн 300–390 нм неполяризованным излучением ртутно-дуговой лампы сверхвысокого давления СВД-120А (при использовании светофильтров) осуществлялось со стороны верхнего электрода с помощью осветителя ВЮ-1 с фокусировкой излучения кварцевой линзой или при локальных измерениях оптической системой микроскопа МИМ-7 с диаметром светового пятна около 0.2 мм. В диапазоне длин волн 370–1200 нм в качестве источника излучения использовалась лампа накаливания со светофильтрами и монохроматором ДМР-4. Интенсивность освещения, варьируемая при помощи сетчатых фильтров, контролировалась кремниевым фотодиодом КДФ101А.

Измерения фотоэлектрических характеристик (фототока и фотоэдс) осуществлялись в вентильном режиме (т. е. без внешнего источника напряжения [7]) с помощью электрометра ЭМ-1.

2. Экспериментальные результаты

Электрическое сопротивление структур, измеренное между верхним и нижним электродами при использовании постоянного напряжения ± 1.3 В от внешнего источника, составило в отсутствие освещения $\sim 5 \cdot 10^{11}$ Ω, а при освещении структур в области длин волн $\lambda = 300–390$ нм с интенсивностью $1 \text{ мВт}/\text{см}^2$ сопротивление составило $\sim 5 \cdot 10^9$ Ω независимо от полярности приложенного напряжения.

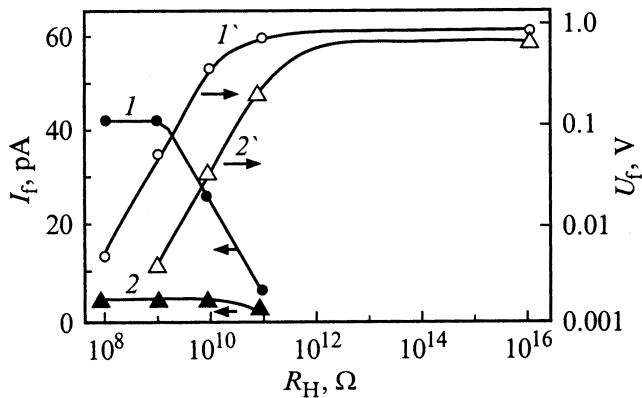


Рис. 1. Зависимости абсолютных значений фототока ($I, 2$) и напряжения ($I', 2'$) от величины сопротивления нагрузки в структурах Ni-PZT-Pt в области длин волн $\lambda = 300\text{--}390\text{ nm}$ при 1 (I, I') и 0.05 mW/cm^2 ($2, 2'$).

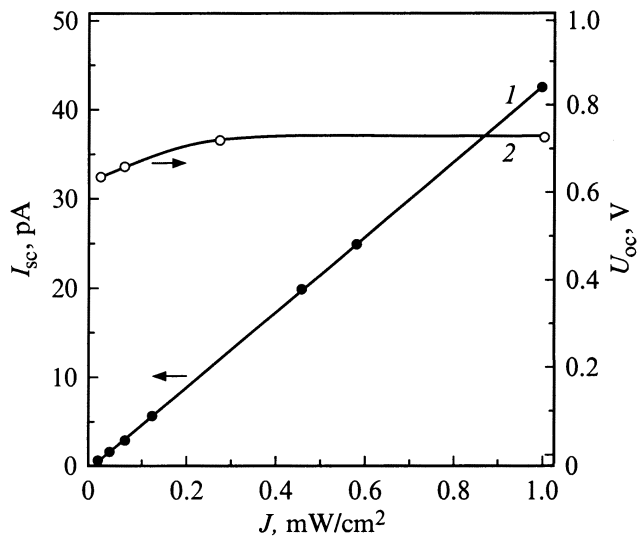


Рис. 2. Зависимости абсолютных значений фототока короткого замыкания (I) и напряжения холостого хода (2) структур Ni-PZT-Pt от интенсивности излучения в области длин волн $\lambda = 300\text{--}390\text{ nm}$.

На рис. 1 приведены типичные для исследованных структур зависимости от величины нагрузочного сопротивления R_L абсолютных значений фототока I_f и напряжения U_f в области длин волн $\lambda = 300\text{--}390\text{ nm}$, измеренные при двух значениях интенсивности излучения: 0.05 и 1 mW/cm^2 . В пределах разброса значений I_f и U_f около $\pm 10\%$ не было обнаружено различия между результатами, полученными для структур с никелевым и платиновым верхними электродами. Полярность U_f во всех случаях соответствовала появлению отрицательного потенциала на освещаемом верхнем электроде. Знак и величина I_f и U_f не зависели в пределах погрешности измерений от направления остаточной поляризации пленки, устанавливае-

мой предварительной подачей на электроды постоянного или импульсного напряжения от внешнего источника $\pm 5\text{ V}$, при котором среднее макроскопическое поле в пленке $E \cong 2.5 \cdot 10^5\text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ превышало коэрцитивное поле $E_c = (8\text{--}10)10^4\text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ в несколько раз.

Из рис. 1 видно, что при указанных интенсивностях освещения измеренные значения I_f практически не зависят от величины нагрузочного сопротивления R_L при $R_L \leq 10^9\text{ Ohm}$, а значения U_f не зависят от R_L при $R_L \geq 10^{12}\text{ Ohm}$. Поскольку, как отмечалось выше, внутреннее сопротивление структур R_i при максимальной интенсивности освещения 1 mW/cm^2 и в темноте не выходило за пределы значений $5 \cdot 10^9 \leq R_i \leq 5 \cdot 10^{11}\text{ Ohm}$, можно было использовать нагрузочные сопротивления $R_L = 10^9\text{ Ohm}$ для измерения тока короткого замыкания I_{sc} и $R_L = 10^{16}\text{ Ohm}$ (внутреннее сопротивление электрометра) для измерения напряжения холостого хода U_{oc} .

Зависимости I_{sc} и U_{oc} от интенсивности освещения J в диапазоне значений от 0.014 до 1 mW/cm^2 представлены на рис. 2. Зависимость $I_{sc}(J)$ практически линейная, а изменение U_{oc} не превышает 20% при изменении интенсивности освещения в ~ 70 раз. При переходе в область длин волн $\lambda > 400\text{ nm}$, превышающих положение края собственного поглощения пленок PZT [8], стационарный фотозффект не наблюдался.

На рис. 3 приведены зависимости $I_{sc}(t)$ и $U_{oc}(t)$ при различных интенсивностях освещения в области длин волн $\lambda = 300\text{--}390\text{ nm}$, которые можно описать экспо-

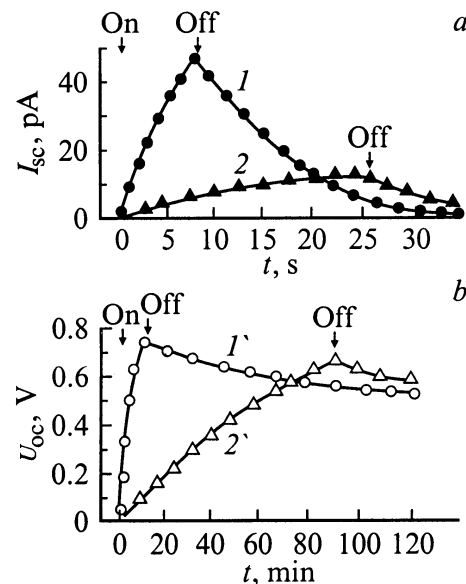


Рис. 3. Временные зависимости абсолютных значений фототока короткого замыкания (a) и напряжения холостого хода (b) структур Ni-PZT-Pt в области длин волн $\lambda = 300\text{--}390\text{ nm}$ при 1 (I, I') и 0.05 mW/cm^2 ($2, 2'$). Сплошные линии — зависимости ($I, 2$) с постоянными времени, приведенными в таблице.

Постоянные времени (в секундах) нарастания и спада тока короткого замыкания и напряжения холостого хода структур Ni-PZT-Pt при включении и выключении освещения

$J, \text{mW/cm}^2$	$I_{sc}(t)$		$U_{oc}(t)$	
	нарастание	спад	нарастание	спад
0.05	2.4	2.6	$1.3 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^4$
1.0	1.4	1.7	20	$2.0 \cdot 10^4$

ненциальными функциями вида

$$y(t) \sim [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (1)$$

на участках нарастания сигнала после включения освещения и

$$y(t) \sim \exp(-t/\tau) \quad (2)$$

на участках его спада после выключения освещения, причем значения τ различны для $I_{sc}(t)$ и $U_{oc}(t)$, а также для участков нарастания и спада. Значения τ , найденные аппроксимацией экспериментальных кривых зависимостями вида (1), (2) по методу наименьших квадратов, приведены в таблице.

В исследуемых структурах наблюдалась интересная особенность фотовольтаического эффекта в диапазоне $\lambda = 300-390 \text{ nm}$: восстановление напряжения U_{oc} после предварительного освещения и последующей выдержки в закороченном состоянии в темноте в течение относительно короткого времени (от нескольких секунд до нескольких минут). На рис. 4 в качестве иллюстрации представлены зависимости $U_{oc}(t)$, измеренные при освещении (1) и после его прекращения и выдержки структур в темноте в закороченном состоянии в течение 5 с (2). Установлено, что восстановление U_{oc} происходит по экспоненциальному закону с постоянной времени τ_r , возрастающей при увеличении времени выдержки структур в закороченном состоянии в темноте; так, при временах выдержки 5 и 50 с значения τ_r составили 70 и 120 с соответственно. Как видно из рис. 4, значения U_{oc} при восстановлении могут превышать таковые, достигаемые при кратковременном освещении.

В области длин волн $\lambda = 370-1200 \text{ nm}$ наблюдался слабый нестационарный фототок. При включении освещения в диапазоне длин волн $\lambda = 500-1200 \text{ nm}$ появляется фототок противоположного по отношению к току при $\lambda = 300-390 \text{ nm}$ направления (рис. 5), соответствующий положительному потенциалу верхнего электрода. Этот ток спадает до нуля в течение 1-3 мин. При выключении освещения появляется ток обратного направления, также спадающий до нуля. Из рис. 5 видно, что при смещении коротковолновой границы излучения от 500 до 370 nm на рассматриваемый нестационарный ток накладывается описанный выше стационарный ток, соответствующий отрицательному потенциалу верхнего электрода. Было обнаружено, что предварительное кратко-

временное освещение структур коротковолновым излучением ($\lambda = 300-390 \text{ nm}$) приводит к заметному увеличению фототока в области длин волн $\lambda = 500-1200 \text{ nm}$; так, предварительное освещение структур излучением с $\lambda = 300-390 \text{ nm}$ интенсивностью $\sim 0.1 \text{ mW/cm}^2$ в течение 1 min привело к увеличению фототоков обоих направлений в области $\lambda = 500-1200 \text{ nm}$ приблизительно в 1.5 раза. Смещение коротковолновой границы излучения в область $\lambda \geq 750 \text{ nm}$ (т.е. с энергией фотонов около 1.5 eV и менее) приводило к исчезновению нестационарного фототока.

Поскольку в работе использовались непрозрачные верхние электроды, а проводимость пленки PZT мала,

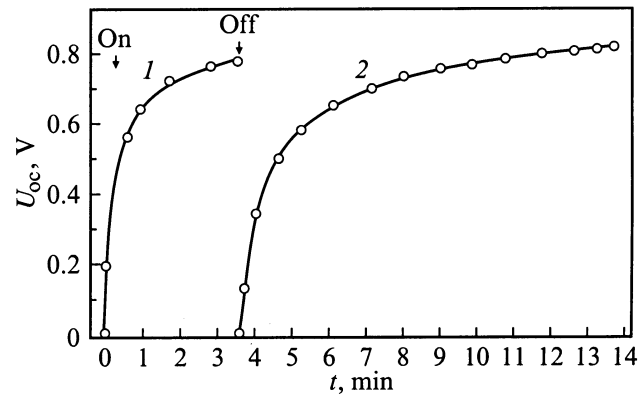


Рис. 4. Временные зависимости напряжения холостого хода структур Ni-PZT-Pt во время освещения (1) и после выключения освещения и выдержки структур в закороченном состоянии в течение 5 с (2).

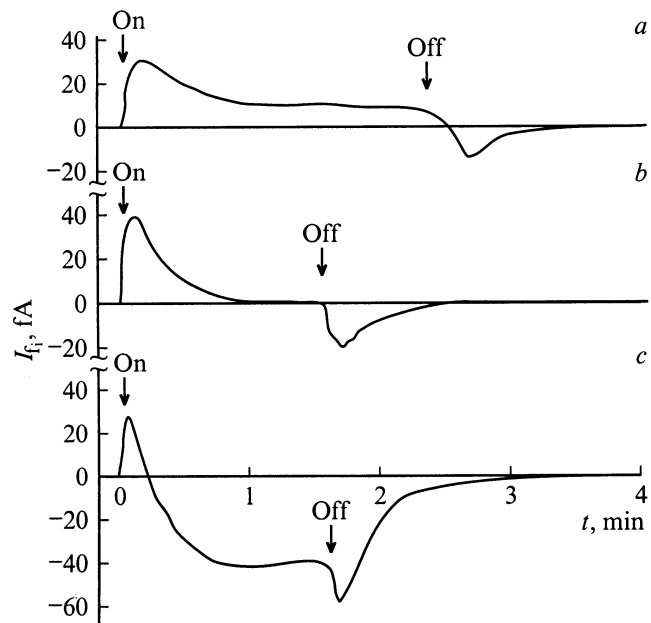


Рис. 5. Временные зависимости фототока в структуре Ni-PZT-Pt в диапазоне длин волн 580-1200 (a), 500-1200 (b) и 370-1200 nm (c).

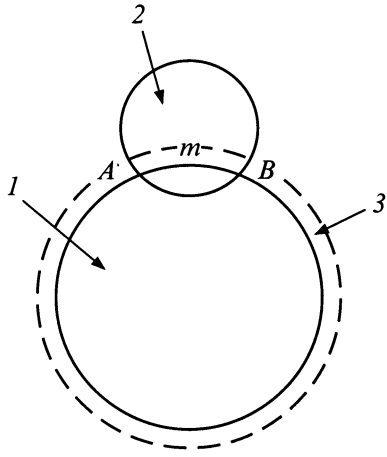


Рис. 6. Схемы освещения структуры металл-PZT-металл при локальных измерениях. 1 — электрод, 2 — световое пятно, 3 — кольцевая область, в которой развивается фотоэффект.

можно предположить, что при освещении поверхности образцов на площади, значительно превышающей площадь верхнего электрода, фотоэффект развивается лишь в относительно узкой кольцевой области, примыкающей к краю электрода. Для того чтобы оценить ширину кольца, измерялся фототок I_{sc} при $\lambda = 300\text{--}390\text{ nm}$ в зависимости от положения светового пятна диаметром 0.2 mm , освещавшего часть площади электрода диаметром 0.5 mm . Было установлено, что величина фототока пропорциональна длине освещенной дуги AmB окружности, ограничивающей электрод (рис. 6), и фототок обращался в нуль в тот момент, когда, выходя за пределы электрода, край светового пятна переставал касаться края электрода. Оценка, учитывающая размытие края светового пятна, показала, что ширина кольца, в котором развивается фотоэффект, не превышает 0.01 mm .

3. Обсуждение результатов

Поскольку нами наблюдался резко выраженный порог стационарного фотоэффекта при длинах волн, совпадающих с краем собственного поглощения пленок PZT, определенным в [8], можно сделать вывод, что в основе рассматриваемого явления лежит генерация электронно-дырочных пар в объеме пленок. Из возможных причин появления в сегнетоэлектриках фото-эдс [9] в нашем случае можно исключить линейный и циркулярный фотогальванические эффекты, так как они зависят от направления поляризации сегнетоэлектрика, и эффект оптического выпрямления, способный дать лишь переходный сигнал, а также эффект увлечения электронов светом, поскольку он пренебрежимо мал [9] по сравнению с наблюдаемыми значениями U_{oc} . Для оценки возможного

вклада ЭДС Дембера U_D воспользуемся формулой [7]

$$U_D = \frac{kT}{e} \frac{(\mu_n - \mu_p)}{(\mu_n + \mu_p)} \ln \frac{\sigma_t}{\sigma_p} \quad (3)$$

для случая биполярной проводимости полупроводника (здесь μ_n и μ_p — подвижности электронов и дырок, σ_t и σ_b — проводимости пленки в области верхнего и нижнего электродов соответственно). Предполагая, что значения σ_t и σ_b пропорциональны интенсивностям излучения в соответствующих областях, и учитывая, что, согласно [10], интенсивность света в области длин волн $300\text{--}390\text{ nm}$, достигающего нижней поверхности пленки PZT толщиной 200 nm , составляла $0.25\text{--}0.3$ от интенсивности света, падающего на ее верхнюю поверхность, получим, что рассчитанные по формуле (3) значения U_D составляют не более 0.05 V . Эта величина значительно меньше измеренных в эксперименте значений $U_{oc} = 0.7\text{--}0.9\text{ V}$, т.е. вклад эффекта Дембера мал.

В этом случае единственно возможной причиной наблюдаемых фотоэлектрических явлений может быть наличие в пленках PZT внутренних потенциальных барьеров, таких, как $p\text{--}n$ -переходов в объеме пленки и барьеры Шоттки в приэлектродных областях.

Образование $p\text{--}n$ -перехода в пленках PZT, полученных золь-гель-методом, может быть обусловлено формированием в области, примыкающей к верхнему электроду, дефицитного по кислороду слоя толщиной около 30 nm , обладающего проводимостью n -типа [12]. Появление такого слоя в процессе кристаллизационного отжига пленок в интервале температур $500\text{--}700^\circ\text{C}$ авторы [12] связывают с улетучиванием из их состава оксида свинца, причем более удаленные от поверхности области пленок PZT имеют проводимость p -типа. При освещении рассматриваемого $p\text{--}n$ -перехода со стороны верхнего электрода излучением с энергией фотонов, превышающей ширину запрещенной зоны, на верхнем электроде, как известно [7], должен появиться отрицательный потенциал в результате генерации электронно-дырочных пар и разделения неравновесных носителей заряда полем $p\text{--}n$ -перехода, что и наблюдается в эксперименте при освещении структур в области длин волн $\lambda = 300\text{--}390\text{ nm}$.

Об определяющей роли $p\text{--}n$ -перехода в рассматриваемом случае свидетельствует и отсутствие сколь угодно существенного различия по величине фото-эдс между структурами Ni-PZT-Pt и Pt-PZT-Pt в наших измерениях, так как в противном случае (т.е. при преобладающем вкладе в фото-эдс барьеров Шоттки) следовало ожидать существенного различия между указанными структурами. Это вытекает из установленной в [13] возможности химического взаимодействия Ni с PZT, приводящего к образованию омического контакта, и отсутствия таковой в случае платинового верхнего электрода. Это же обстоятельство позволяет объяснить в соответствии с барьерной моделью долговременной релаксации в неоднородных полупроводниках [14] приведенные в таблице большие (часы) постоянные времени

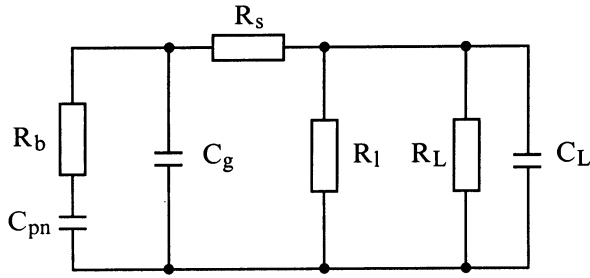


Рис. 7. Эквивалентная схема структур Ni-PZT-Pt.

спада напряжения холостого хода как результат пространственного разделения возбужденных светом носителей полем $p-n$ -перехода, затрудняющего их рекомбинацию после прекращения освещения. С другой стороны, относительно большие (по сравнению с характерными для полупроводников временами рекомбинации носителей порядка 10^{-5} s) значения постоянных времени нарастания и спада тока короткого замыкания и нарастания напряжения холостого хода (секунды при интенсивности освещения 1 mW/cm^2) указывают на определяющую роль в кинетике этих процессов постоянной времени RC измерительной цепи с учетом параметров исследуемых структур C_{pn} , R_b , C_g , R_l , R_s и измерительного прибора R_L и C_L (рис. 7). Физический смысл перечисленных параметров: C_{pn} (порядка 10^{-9} F) — емкость $p-n$ -перехода, R_b (порядка $10^9 \Omega$) — сопротивление части пленки, отделяющей $p-n$ -переход от электродов, $C_g \cong 3 \cdot 10^{-10}$ F — ”геометрическая” емкость структуры, фактически измеряемая мостовым методом (вклад емкости C_{pn} в величину C_g , измеренную на частоте 1 kHz, незначителен из-за большого значения R_b), $R_l \cong 5 \cdot 10^{11} \Omega$ — сопротивление утечки, R_s — последовательное сопротивление, например сопротивление неосвещенного участка пленки на расстоянии Δl между металлическим электродом и областью светового пятна в описанном выше эксперименте с локальным освещением структур, $R_L = 10^9 \Omega$ и $C_L \cong 10^{-12}$ F — входные сопротивление и емкость электрометра соответственно. Приведенные оценки параметров показывают, что ожидаемый порядок величины $RC \cong R_L \cdot C_{pn} \cong 1$ s в рассматриваемом случае соответствует экспериментальным значениям. Величина $R_s \cong 10^{12} \Omega$ при $\Delta l = 0.01$ mm и удельном объемном сопротивлении порядка $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$, найденном нами для этих пленок по результатам исследований методом диэлектрической спектроскопии [11], в сопоставлении с приведенным выше значением R_l определяет отсутствие фотозффекта при удалении светового пятна от металлического электрода на расстояние, большее 0.01 mm.

Отмеченный выше эффект восстановления U_{oc} в темноте после кратковременной выдержки структур в замкнутном состоянии объясняется относительно медленным (с постоянной времени большей, чем время выдержки) перетеканием заряда с емкости C_{pn} на емкость C_g через сопротивление R_b . Тот факт, что при

времени измерения U_{oc} в процессе его восстановления (кривая 2 на рис. 4) больше, чем время предшествующего освещения структур (кривая 1 на том же рисунке), величина U_{oc} может превысить значения, достигнутые в процессе освещения, объясняется следующим образом. При большой постоянной времени цепи заряда емкости C_g и при кратковременном освещении на эту емкость перетекает незначительная часть заряда емкости C_{pn} , заряжающейся при освещении практически мгновенно, так что увеличение потенциала емкости C_g за это время оказывается небольшим; в итоге, при восстановлении U_{oc} после выключения освещения длительное перетекание заряда с емкости C_{pn} на емкость C_g может увеличить потенциал емкости C_g до большей величины. Отсюда следует, что величина C_{pn} существенно превышает значение C_g .

Относительно малый по величине нестационарный фотозффект, наблюдаемый в области длин волн $\lambda = 500-750$ nm, может быть объяснен неоднородной структурой пленок, содержащей, как это указывалось выше, примыкающий к верхнему электроду слой n -типа проводимости и расположенную под ним область объема пленок, обладающую проводимостью p -типа. Действительно, учитывая существование потенциального барьера на контакте PZT p -типа проводимости с платиновым электродом высотой 1.5 ± 0.2 eV при ширине запрещенной зоны PZT 3.4 ± 0.1 eV [15] и близкий к омическому характер контакта поверхностного n -слоя с никелевым электродом (по аналогии с данными для родственного соединения $(\text{Pb}_{0.72}\text{La}_{0.28})\text{TiO}_3$ (PLT), приведенными

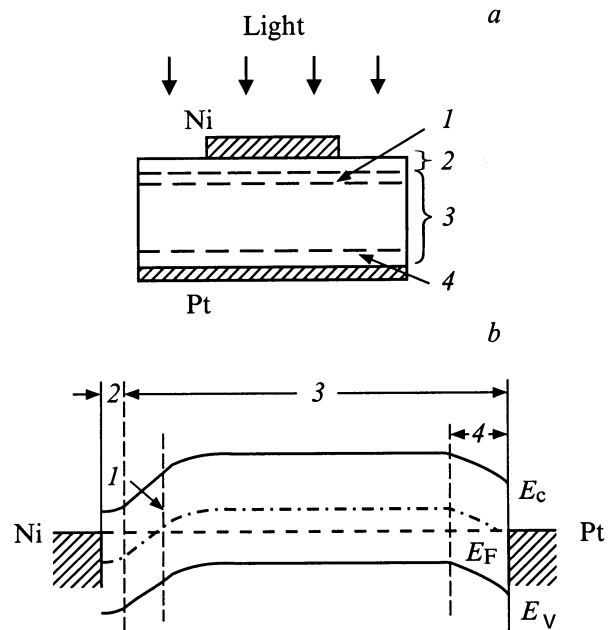


Рис. 8. Поперечное сечение (a) и зонная диаграмма в отсутствие освещения (b) тонкопленочных структур Ni-PZT-Pt. 1 — $p-n$ -переход, 2 — слой пленки PZT с проводимостью n -типа, 3 — область пленки p -типа проводимости, 4 — приэлектродный барьер Шоттки.

в [13]), а также полученную в [16] оценку толщины области объемного заряда в пленках *PZT* с платиновыми электродами (около 200 nm), поперечное сечение и качественный вид зонной диаграммы структур Ni-*PZT*-Pt можно изобразить в виде, представленном на рис. 8, *a, b*. Учитывая, что ослабление излучения с $\lambda = 500\text{--}750$ nm пленкой толщиной 200 nm не превышает 20% [10], наблюдаемый в этом диапазоне нестационарный фототок может быть объяснен опустошением уровней ловушек с энергией активации около 1.5 eV стимулированным излучением и последующим переносом носителей полем барьера в области нижнего платинового электрода. Указанная величина энергии активации ловушек согласуется с значениями, полученными из измерений вольт-амперных характеристик пленок *PZT* [17,18]. Физическая природа рассматриваемых ловушек пока не выяснена; возможно, их происхождение следует связывать с наличием дефектных слоев *PZT* в области контакта с нижним платиновым электродом, образующихся в пленках в результате появления в них термических напряжений при отжиге, структурных превращений в процессе кристаллизации и химического взаимодействия с подложкой [19]. Не ясно также, являются ли указанные ловушки донорами или акцепторами электронов, однако в любом случае стимулированное излучением опустошение этих ловушек и разделение возникающих неравновесных носителей полем барьера Шоттки, изображенного на рис. 8, *b*, должно приводить к появлению положительного потенциала при включении освещения, что и наблюдается в эксперименте. В пользу предложенного объяснения природы описанного нестационарного фотоэффекта может свидетельствовать также отмеченное выше увеличение фототока после предварительного освещения структур излучением в области собственного поглощения ($\lambda = 300\text{--}390$ nm), приводящего к увеличению заселенности уровней ловушек. Исчезновение нестационарного фототока при $\lambda \geq 750$ nm указывает на то, что рассматриваемый эффект не является пироэлектрическим. Относительный вклад *p-n*-перехода в рассматриваемый нестационарный фотоэффект мал из-за малой вероятности генерации электронно-дырочных пар в указанной области спектра, однако он становится заметным при смещении коротковолновой границы излучения в область 370 nm, когда на описанный нестационарный фототок накладывается противоположно направленный стационарный фототок, обусловленный наличием в пленке *p-n*-перехода (рис. 5, *c*).

На основании проведенных исследований могут быть сделаны следующие выводы.

1) Стационарный фотоэлектрический эффект в области длин волн $\lambda = 300\text{--}390$ nm с появлением отрицательного потенциала на освещаемом верхнем электроде возникает в относительно узкой (шириной менее 0.01 mm) области поверхности, примыкающей непосредственно к этому электроду, и вызван наличием в пленке *p-n*-перехода, образованного приповерхностной областью *n*-типа проводимости с повышенной концентрацией

кислородных вакансий и областью *p*-типа проводимости с низкой концентрацией вакансий, расположенной в глубине пленки.

2) Относительно слабый нестационарный фототок в области длин волн $\lambda = 370\text{--}750$ nm, характеризующийся появлением положительного потенциала на верхнем электроде при включении освещения, может быть объяснен опустошением глубоких уровней ловушек в запрещенной зоне материала пленок и разделением неравновесных носителей полем барьера Шоттки, примыкающего к нижнему платиновому электроду.

3) Эффект восстановления U_{oc} после выключения освещения и кратковременного закорачивания структур в темноте обусловлен неполной разрядкой емкости *p-n*-перехода при закорачивании электродов (из-за низкой проводимости материала пленки) и последующим перетеканием заряда с *p-n*-перехода на электроды.

Список литературы

- [1] В.М. Фридкин. Сегнетоэлектрики-полупроводники. М. (1976). 408 с.
- [2] P.S. Brody, B.J. Rod. *Integrated Ferroelectrics* **2**, 1–4, 1 (1992).
- [3] J. Lee, S. Esayan, J. Prohaska, A. Safari. *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3, 294 (1994).
- [4] S. Thakoor, J. Perry, J. Maserjian. *Integrated Ferroelectrics* **4**, 4, 333 (1994).
- [5] В.В. Леманов, А.В. Сотников, Н.К. Юшин. *Письма в ЖТФ* **19**, 1, 61 (1993).
- [6] В.К. Ярмаркин, Н.В. Зайцева, С.В. Штельмах, А.В. Моторный. *ФТТ* **37**, 2, 324 (1995).
- [7] С.М. Рывкин. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М. (1963). 494 с.
- [8] K. Sreenivas, M. Sayer, P. Garrett. *Thin Sol. Films* **172**, 2, 251 (1989).
- [9] W. Ruppel, R.V. Baltz, P. Wurfel. *Ferroelectrics* **43**, 1–4, 109 (1982).
- [10] S. Thakoor, J. Maserjian. *J. Vac. Sci. Technol.* **A12**, 2, 295 (1994).
- [11] В.К. Ярмаркин, С.П. Тесленко. *ФТТ* **40**, 10, 1915 (1998).
- [12] T. Mihara, H. Watanabe, H. Yoshimori, C.A. Paz De Araujo, B. Melnick, L.D. McMillan. *Integrated Ferroelectrics* **1**, 2–4, 269 (1992).
- [13] S.K. Dey, J.-J. Lee, P. Alluri. *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, Part 1, 6A, 3142 (1995).
- [14] М.К. Шейнкман, А.Я. Шик. *ФТП* **10**, 2, 209 (1976).
- [15] J.F. Scott. *Ferroelectrics Rev.* **1**, 1, 1 (1998).
- [16] A.K. Tagantsev, Cz. Pawlaczyk, K. Brooks, N. Setter. *Integrated Ferroelectrics* **4**, 1, 1 (1994).
- [17] S.K. Dey, R. Zuleeg. *Ferroelectrics* **112**, Part B, 309 (1990).
- [18] B.N. Melnick, J.F. Scott, C.A. Paz De Araujo, L.D. McMillan. *Ferroelectrics* **135**, 1–4, 163 (1992).
- [19] K.A. Vorotilov, M.I. Yanovskaya, O.A. Dorochova. *Integrated Ferroelectrics* **3**, 1, 33 (1993).