

# Структурные дефекты на границе раздела сегнетоэлектрик—полупроводник

© Л.С. Берман, И.Е. Титков

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

(Получена 28 ноября 2003 г. Принята к печати 3 декабря 2003 г.)

Исследованы структурные дефекты на границе раздела между  $\text{Pb}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{Ti}_{0.8}\text{Zr}_{0.2}\text{O}_3$  и  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ . Использован метод изотермической релаксации тока. Были рассмотрены два случая. а) Толщина дефектного слоя много меньше толщины области объемного заряда. б) Толщина дефектного слоя больше толщины области объемного заряда. Показано, что в исследованных образцах толщина дефектного слоя больше 50–100 Å, а в интервале энергий  $E_v + (0.55–0.65)$  эВ плотность состояний глубоководных центров порядка  $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ , что соответствует плотности поверхностных состояний порядка  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ . Показано, что плотность состояний глубоководных центров возрастает от границы раздела в глубь полупроводника.

## 1. Введение

В последние годы быстро развиваются приборы с электронной памятью, основанные на структурах сегнетоэлектрик—полупроводник [1–4]. Качество этих приборов существенно зависит от параметров границы раздела между сегнетоэлектриком и полупроводником [4–8]. В данной работе выполнено исследование структурных дефектов на границе раздела между сегнетоэлектриком  $p\text{-Pb}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{Ti}_{0.8}\text{Zr}_{0.2}\text{O}_3$  (PZT) и полупроводником  $p\text{-La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  (LSCO).

## 2. Теория

Используется структура из перовскитных сегнетоэлектрика PZT и полупроводника LSCO. На сегнетоэлектрик [СЭ] нанесен барьер Шоттки (Au). Контакт к полупроводнику (ПП) — омический. В PZT под золотом возможно образование пассивного (блокирующего) слоя, толщина которого  $d_p$  много меньше толщины PZT  $w_f$  [9,10]. Пренебрежем падением напряжения в пассивном слое. Тогда выполняется соотношение

$$V + V_{bi} = \psi_s + V_f, \quad (1)$$

где  $V$  — внешнее напряжение,  $V_{bi}$  — контактная разность потенциалов между контактом к СЭ и полупроводником,  $\psi_s$  — потенциал поверхности ПП,  $V_f$  — падение напряжения в СЭ. На границе раздела (ГР) выполняется соотношение

$$-(Q_{sc} + Q_{ss}) = \varepsilon_0 E_f + P(E_f), \quad (2)$$

где  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $E_f$  — электрическое поле в СЭ,  $P(E_f)$  — поляризация СЭ при поле  $E_f$ ,  $Q_{sc}$  — заряд в области объемного заряда ПП,  $Q_{ss}$  — заряд поверхностных состояний.

Рассмотрим общий случай работы на ненасыщенной петле гистерезиса (рис. 1). Для этого зависимость  $P(E_f)$  была нами аппроксимирована следующими выражениями.

Для восходящей ветви:

$$P(E_f) = P_s \text{th} \left( \frac{E_f - E_c}{2d} \right) + P_r(1 - a), \quad (3)$$

для нисходящей ветви:

$$P(E_f) = -P_s \text{th} \left( \frac{-E_f - E_c}{2d} \right) - P_r(1 - a), \quad (4)$$

где  $P_s$  — поляризация насыщения,  $P_r$  — остаточная поляризация,  $E_c$  — коэрцитивное поле,  $0 < a \leq 1$ . При такой аппроксимации производная  $\frac{d}{dE_f} P(E_f)$  не зависит от амплитуды переменного поля. При  $a = 1$  выражения (3) и (4) переходят в формулы для насыщенной петли гистерезиса [11]. Значения максимального электрического поля  $E_{\max}$  и параметра  $a$  связаны соотношением

$$2P_r(1 - a) = -P_s \text{th} \left( \frac{E_{\max} - E_c}{2d} \right) - P_s \text{th} \left( \frac{-E_{\max} - E_c}{2d} \right), \quad (5)$$

из которого определяем  $a$ . Значение  $d$  находим из выражения

$$d = E_c \left[ \ln \left( \frac{1 + \frac{P_r}{P_s}}{1 - \frac{P_r}{P_s}} \right) \right]^{-1}. \quad (6)$$

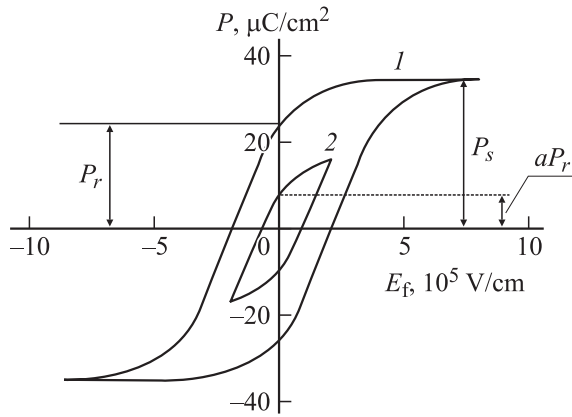
Исследуем дефекты, проявляющиеся при образовании запирающего слоя. В этом режиме обычно выполняется неравенство  $\varepsilon_0 E_f \ll P$ . Используя среднее значение  $E_f$ , имеем

$$V_f = E_f w_f, \quad (7)$$

где  $w_f$  — толщина сегнетоэлектрика. Для определенности примем, что дефекты являются акцепторами.

Дальнейшие расчеты выполнены применительно к использовавшемуся способу измерения — временной зависимости тока после переключения напряжения — релаксации тока.

В сильном электрическом поле изменение поляризации происходит быстро ( $t \leq 1 \text{ мкс}$ ). Однако возможно



**Рис. 1.** Петли гистерезиса: 1 — насыщенная, 2 — ненасыщенная. Параметры расчета:  $P_s = 35$  мкК/см<sup>2</sup>,  $P_r = 25$  мкК/см<sup>2</sup>,  $E_c = E_{\max} = 2 \cdot 10^5$  В/см,  $a = 0.34$ .

также быстрое изменение значительной части поляризации и медленное изменение ее остаточной части (и соответствующее изменение тока поляризации) по следующим причинам.

1. Наличие блокирующего слоя между PZT и металлом [9,10].

2. Поликристаллическая структура СЭ [12].

После переключения напряжения  $V$  от 0 на восходящей ветви петли гистерезиса до  $V > 0$  изменение поляризации значительно больше, чем после такого же переключения на нисходящей ветви. Следовательно, значительно больше может быть и амплитуда замедленного поляризационного тока. В наших экспериментах замедленный поляризационный ток накладывается на релаксационный ток. Для ослабления этого эффекта использовались переключения от 0 на нисходящей ветви до  $V > 0$ . При таких переключениях зависимость  $P(E_f)$  проходит внутри петли гистерезиса, но вблизи ее нисходящей ветви [13]. Поэтому было использовано выражение (4). Из (2) и (4) получаем

$$E_f = - \left\{ E_c + 2d \operatorname{arctg} \left[ \frac{(Q_{sc} + Q_{ss}) - P_r(1-a)}{P_s} \right] \right\}. \quad (8)$$

Из приведенных выше выражений после преобразования получаем

$$V + V_{bi} = \psi_s - \left\{ E_c + d \ln \left[ \frac{P_s + (Q_{sc} + Q_{ss}) - P_r(1-a)}{P_s - (Q_{sc} + Q_{ss}) + P_r(1-a)} \right] \right\} w_f, \quad (9)$$

где  $V$  — внешнее напряжение.

Для оценки толщины и других параметров дефектного слоя на ГР рассмотрим два предельных случая.

1) СЭ и ПП легированы только мелкими примесями, а все дефекты расположены на ГР в тонком переходном слое толщиной  $\Delta \ll h$ , где  $h$  — толщина области объемного заряда (ООЗ) в ПП. В этом случае дефекты можно рассматривать как поверхностные состояния (ПС).

2) Дефектный слой занимает всю ООЗ в ПП ( $\Delta \geq h$ ). В этом случае дефекты следует рассматривать как глубоководные центры в ПП.

Рассмотрим последовательно оба эти случая.

## 2.1. Дефекты — поверхностные состояния ( $\Delta \ll h$ )

Зададим исходное напряжение  $V_0$ , при котором стационарное заполнение ПС устанавливается за время  $t$  порядка  $\tau_m$ , где  $\tau_m$  — постоянная времени измерительной аппаратуры. Стационарному заполнению ПС соответствуют исходные значения параметров  $\psi_{s0}$ ,  $E_{f0}$ ,  $P_0$ ,  $Q_{sc0}$  и  $Q_{ss0}$ . При  $t = 0$  переключим напряжение от  $V_0$  до  $V > V_0$ . После переключения на ГР идет термоэмиссия электронов из валентной зоны на ПС с энергией  $E_t$  в интервале энергий

$$F_s > E_t > L + \psi_{s0},$$

т.е. происходит термоэмиссия дырок с этих ПС в валентную зону. Здесь  $F_s$  — уровень Ферми в полупроводнике в области электрической нейтральности (ОЭН),  $L = F_s - E_v$  в ОЭН,  $E_v$  — верхний край валентной зоны в ОЭН (см. рис. 2). Этот процесс приводит к протеканию тока, который состоит из двух компонент.

1) Ток через ПС:

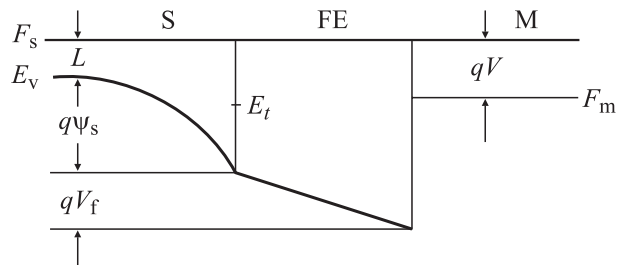
$$j_{ss} = \frac{d}{dt} Q_{ss} \quad \left( \frac{d}{dt} Q_{ss} < 0 \right). \quad (10)$$

Заполнение ПС электронами приводит к экранированию ООЗ и к уменьшению потенциала поверхности  $\psi_s$ .

2) Ток через ООЗ:

$$j_{sc} = \frac{d}{dt} Q_{sc} \quad \left( \frac{d}{dt} Q_{sc} > 0 \right). \quad (11)$$

При уменьшении  $\psi_s$  электроны уходят из ООЗ. Токи  $j_{ss}$  и  $j_{sc}$  противоположны по направлению. Полная плот-



**Рис. 2.** Энергетическая диаграмма структуры М–PZT–LCO, М — металл,  $\psi_s$  — потенциал поверхности полупроводника,  $V_f$  — падение напряжения в сегнетоэлектрике,  $F_s$ ,  $F_m$  — уровень Ферми в полупроводнике и металле соответственно,  $V$  — внешнее напряжение,  $q$  — заряд электрона.

ность тока  $j$  равна их разности

$$j = j_{ss} - j_{sc}. \quad (12)$$

Дифференцируя (9) по времени, после преобразований получаем

$$\frac{d}{dt} \psi_s - B \left( \frac{d}{d\psi_s} Q_{sc} \frac{d}{dt} \psi_s + \frac{d}{dt} Q_{ss} \right) = 0, \quad (13)$$

где

$$B = \frac{2w_f d P_s}{P_s^2 - [(Q_{sc} + Q_{ss}) - P_r(1-a)]^2}. \quad (14)$$

Зависимость  $Q_{sc}(\psi_s)$  известна [14]:

$$Q_{sc} = -H\sqrt{\psi_s}, \quad \frac{d}{d\psi_s} Q_{sc} = -\frac{0.5H}{\sqrt{\psi_s}}, \quad (15)$$

где

$$H = \sqrt{2\varepsilon_0 \varepsilon_s q N_a},$$

$N_a$  — концентрация мелких акцепторов в ПП.

В каждый момент времени  $t$  производная  $\frac{d}{dE} Q_{ss}$  имеет острый максимум при энергии  $E_t$ , определяемой из выражения

$$E_t = kT \ln(vt), \quad (16)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $v = \sigma_p v_{pT} N_v$ ,  $\sigma_p$  — сечение захвата дырки для глубоких центров с энергией  $E_t$ ,  $v_{pT}$  — тепловая скорость дырок,  $N_v$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне. Энергия  $E_t$  отсчитывается от верхнего края валентной зоны на ГР.

Выражения (10) и (16) позволяют аппроксимировать зависимость  $j_{ss}(t)$  соотношением [13]:

$$j_{ss}(t) = -qN_{ss}(E_t) \frac{kT}{t}, \quad (17)$$

где  $N_{ss}(E_t)$  — плотность ПС при энергии  $E_t$ , определяемой из (16).

Можно также приближенно принять, что в момент времени  $t$  ПС с энергией ниже уровня  $E_t$  заполнены электронами, а выше — не заполнены. Тогда заряд  $Q_{ss}(t)$  может быть вычислен из выражения

$$Q_{ss} = -q \int_0^{E_t} N_{ss}(E) dE. \quad (18)$$

Из соотношений (10)–(17) после преобразований получаем

$$\frac{d}{dt} \psi_s = -\frac{B}{1 + \frac{0.5B}{\sqrt{\psi_s}}} qN_{ss} \frac{kT}{t}, \quad (19)$$

$$j_{sc} = \frac{0.5BH}{\sqrt{\psi_s} + 0.5BH} qN_{ss} \frac{kT}{t}, \quad (20)$$

а величина  $j_{ss}$  определяется выражением (17). В результате имеем

$$j = j_{ss} - j_{sc} = -qN_{ss} \frac{kT}{t} \left( 1 - \frac{0.5BH}{\sqrt{\psi_s} + 0.5BH} \right). \quad (21)$$

Отношение токов  $j_{sc}/j_{ss}$  равно

$$R = \frac{j_{sc}}{j_{ss}} = -\frac{0.5BH}{\sqrt{\psi_s} + 0.5BH}. \quad (22)$$

При  $R \ll 1$  формула (22) переходит в формулу (25) из работы [15] для МДП структуры с линейным диэлектриком.

Анализ экспериментальной зависимости релаксационного тока от времени  $I(t)$  — для обработки результатов измерений — затруднен тем, что в формулу (21) входят неизвестные значения  $Q_{ss}$ ,  $Q_{sc}$  и  $\psi_s$ . Однако наша оценка отношения  $j_{ss}/j_{sc}$ , выполненная по формулам (17) и (20), показала, что в реальных структурах М–PZT–LSCO ток  $j_{ss}$  в несколько раз превышает ток  $j_{sc}$ . Это позволяет принять  $j \approx j_{ss}$  и определить в первом приближении энергетический спектр ПС из выражений (16) и (17) по экспериментальной зависимости  $I(t)$ :

$$N'_{ss} = \frac{It}{qkTA}, \quad (23)$$

где  $A$  — площадь образца. Зависимость  $Q_{ss}(t)$  определяется из формулы (18).

При  $t < 0$  выразим  $Q_{sc0}$  и  $Q_{ss0}$  через  $\psi_{s0}$ ; определяем  $\psi_{s0}$  из трансцендентного уравнения (9), положив в нем  $\psi_s = \psi_{s0}$ . Далее определяем величины  $E_{f0}$  и  $P_0$ .

При  $t = 0$  (после переключения от  $V_0$  до  $V_1 > V_0$ ) имеем начальные значения  $\psi_s = \psi_s^{\text{in}}$  и  $Q_{sc} = Q_{sc}^{\text{in}}$ , а также имеем  $Q_{ss}^{\text{in}} = Q_{ss0}$  (сохранилось начальное заполнение ПС).  $\psi_s^{\text{in}}$  определяем из уравнения (9), положив в нем  $V = V_1$  и  $\psi_s = \psi_s^{\text{in}}$ . Далее определяем величины  $E_f^{\text{in}}$  и  $P^{\text{in}}$ .

Временные зависимости  $\psi_s(t)$  и  $Q_{sc}(t)$  определяем рекуррентным методом: последующие значения этих величин вычисляются через их предыдущие значения. Далее, по зависимости  $Q_{sc}(t)$  из формулы (20) определяем  $j_{sc}(t)$  и уточняем энергетический спектр ПС:

$$N_{ss} = \frac{N'_{ss}}{1 - \left| \frac{j_{sc}}{j_{ss}} \right|}. \quad (24)$$

Приведенные выше результаты справедливы при выполнении неравенства

$$L + q\psi_s > E_t. \quad (25)$$

Если же в ходе релаксации тока в некоторый момент времени  $t_{cr}$  достигается равенство

$$L + q\psi_s = E_t, \quad (26)$$

то устанавливается стационарное заполнение ПС и прекращается релаксация тока. Равенство (26) может быть достигнуто при высокой плотности ПС, причем большей амплитуде релаксационного тока, (т.е. большей плотности ПС) соответствует меньшее время  $t_{cr}$ . При малой плотности ПС равенство (26) не достигается.

Плотность ПС в заданном энергетическом интервале не зависит от значения  $V$ . Поэтому и релаксационный ток в соответствующем временном интервале не зависит от значения  $V$  [см. выражения (16), (23) и (24)].

## 2.2. Дефекты — глубокоуровневые центры в области объемного заряда ( $\Delta \geq h$ )

Примем  $Q_{ss} = 0$ . Пренебрежем краевым эффектом в ООЗ. Примем, что глубокоуровневые центры (ГУЦ) — акцепторы, а также что концентрация мелкой примеси  $N_a$  и плотность состояний ГУЦ  $N_i$  не зависят от координаты. Тогда, интегрируя уравнение Пуассона, получаем

$$2\varepsilon_0\varepsilon_s\psi_s(t) = qN_i(t)h^2(t), \quad (27)$$

где  $N_i$  — сумма концентрации мелких акцепторов и ионизованных ГУЦ в ООЗ.  $N_i$  определяется из выражения

$$N_i(t) = N_a + \int_0^{E_i} N_i(E) dE, \quad (28)$$

$E_i$  определяется из (16).

Заряд в ООЗ  $Q_{sc}$  определяется из выражения

$$Q_{sc} = -qN_i h. \quad (29)$$

Анализ переходных процессов выполняется тем же методом, что и в разд. 2.1. Задаем начальное напряжение  $V_0$ , при котором стационарное заполнение ГУЦ в ООЗ устанавливается за время  $t_0$  порядка  $\tau_m$ . При  $t = 0$  переключаем напряжение от  $V_0$  до  $V > V_0$ . После переключения при  $t = 0$  сохраняется начальное заполнение ГУЦ, поэтому толщина ООЗ увеличивается скачком. Затем идет термоэмиссия электронов из валентной зоны на ГУЦ. Этот процесс приводит к увеличению плотности объемного заряда в ООЗ, уменьшению потенциала поверхности  $\psi_s$  и толщины ООЗ  $h$ . При этом протекает ток  $j_{sc}$ , определяемый из выражения (11). Значение  $h$  определяется из соотношения

$$h = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_s\psi_s}{qN_i}}. \quad (30)$$

Из выражений (29) и (30) получаем

$$Q_{sc} = -\sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon_s q N_i \psi_s}. \quad (31)$$

Используем соотношения (8), (9), (13) и (14), положив в них  $Q_{ss} = 0$ . Дифференцируя (9) по времени, получим

$$\frac{d}{dt} \psi_s = \frac{D}{P_s^2 - [Q_{sc} - P_r(1-a)]^2} \frac{d}{dt} Q_{sc}, \quad (32)$$

где  $D = 2dw_f P_s$ . Дифференцируя (31) по времени, получаем

$$\frac{d}{dt} Q_{sc} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_s}{Q_{sc}} \left( \psi_s \frac{d}{dt} N_i + N_i \frac{d}{dt} \psi_s \right). \quad (33)$$

Путем анализа, аналогичного примененному в разд. 2.1, аппроксимируем зависимость  $\frac{d}{dt} N_i$  выражением

$$\frac{d}{dt} N_i = N_i(E_i) \frac{kT}{t}. \quad (34)$$

После преобразований получаем

$$\frac{I}{A} \left\{ \frac{\varepsilon_0\varepsilon_s N_i D}{Q_{sc} [P_s^2 - [Q_{sc} - P_r(1-a)]^2]} - 1 \right\} = \frac{\varepsilon_0\varepsilon_s}{Q_{sc}} N_i \frac{kT}{t} \psi_s, \quad (35)$$

где  $I = jA$  — экспериментальное значение релаксационного тока,  $A$  — площадь образца.

Дальнейший анализ также аналогичен анализу, использованному в разд. 2.1. Временные зависимости  $Q_{sc}(t)$ ,  $\psi_s(t)$ ,  $N_i(t)$ ,  $N_i(t)$  и  $h(t)$  определяем рекуррентным методом. Толщина ООЗ возрастает при увеличении напряжения  $V$ . Поэтому в заданном энергетическом интервале — чем больше значение  $V$ , тем больше и релаксационный ток в соответствующем временном интервале.

## 3. Эксперимент

### 3.1. Образцы

Исследуемые структуры были изготовлены на подложке  $\text{NdGaO}_3$  (ориентация (110)) с использованием метода лазерного напыления [16]. Слой полупроводника  $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  (LSCO) толщиной  $500 \text{ \AA}$  напылялся при температуре подложки  $630^\circ\text{C}$ , затем на него наносился слой сегнетоэлектрика  $\text{Pb}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{Ti}_{0.8}\text{Zr}_{0.2}\text{O}_3$  (PZT) толщиной  $1500 \text{ \AA}$  при температуре  $500^\circ\text{C}$ . Контакты к слоям LSCO и PZT размерами  $200 \times 200 \text{ мкм}$  наносились термическим испарением золота.

### 3.2. Методика измерений

Петля гистерезиса измерялась методом Сойера–Тауера [17] на частоте  $112 \text{ Гц}$ . Измерения по методу изотермической релаксации тока выполнялись при  $T \approx 300 \text{ К}$ . Для этого на контакт к СЭ (относительно контакта к ПП) подавалась ступенька положительного напряжения от прибора Ф-4810/1. Для защиты образца от перегрузки импульсом тока при изменении поляризации последовательно с образцом был включен резистор  $1 \text{ МОм}$ . В этом случае скорость изменения поляризации ограничивается скоростью установления напряжения на образце, т. е. временем заряда емкости образца через резистор. Релаксация тока измерялась прибором Ш-300.

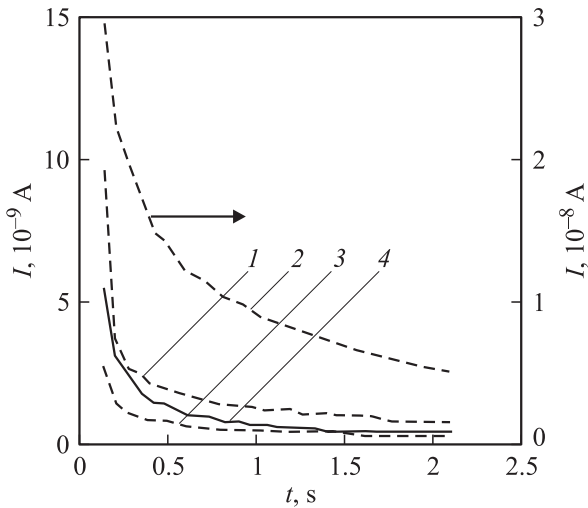
## 4. Результаты измерений и их обсуждение

Для насыщенной петли гистерезиса были определены следующие значения параметров:

$$P_s = 35 \text{ мкК/см}^2, \quad P_r = 25 \text{ мкК/см}^2, \quad E_c = 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}.$$

Для ПП —  $N_a = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

Переключение напряжения в пределах от  $-V$  до  $+V$  выполнялось в такой последовательности: от  $-V$  до  $0$



**Рис. 3.** Экспериментальные временные зависимости токов после переключений: 1 — от  $-0$  до 1 В, 2 — от  $-0$  до 2 В, 3 — от  $+0$  до 1 В, 4 — от  $+0$  до 2 В. Для линий 1, 3 и 4 масштаб по оси токов дан слева, для линии 2 — справа.

(назовем это положение  $-0$ ), затем переключения от  $-0$  до  $V$  и от  $V$  до  $0$  (назовем это положение  $+0$ ), от  $+0$  до  $V$  и от  $V$  до  $-V$ . После каждого переключения задавалась выдержка 5 мин. Релаксация тока (РТ) измерялась после переключений от  $-0$  до  $V$  и от  $+0$  до  $V$ .

На рис. 3 приведены типичные экспериментальные временные зависимости релаксационного тока после переключений от  $-0$  до 1 В, от  $-0$  до 2 В, от  $+0$  до 1 В и от  $+0$  до 2 В.

Оценка импульса емкостного тока через резистор 1 МОм и емкость образцов, а также сравнение емкостного тока с релаксационным током для наших образцов показывает, что уже при  $t > 0.1$  с емкостной ток становится много меньше релаксационного, а напряжение на образце достигает значения, близкого к стационарному. Поэтому при обработке результатов измерений использовались значения токов при  $t > 0.1$  с.

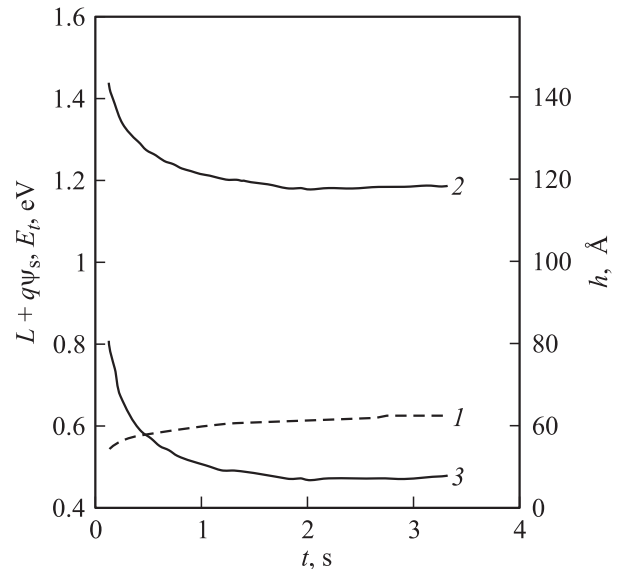
Сравнение значений релаксационного тока показывает, что после переключения от  $-0$  до  $V > 0$  амплитуда тока значительно больше, чем после переключения от  $+0$  до такого же значения  $V$ . Такое соотношение может быть обусловлено замедлением тока поляризации (см. выше). Поэтому энергетический спектр ПС или ГУЦ определялся по РТ после переключения от  $+0$  до  $V > 0$ .

После переключения от  $+0$  до 2 В ток значительно больше, чем после переключения от  $+0$  до 1 В; соответственно больше были бы и значения  $N_{ss}(E_t)$ , определяемые из выражений (17), (23) и (24). Такой результат был бы ошибочен (см. заключение в конце разд. 2.1). Поэтому нельзя считать, что толщина дефектного слоя много меньше толщины ООЗ, а нужно рассматривать дефекты как ГУЦ, распределенные по всей толщине ООЗ (см. заключение в конце разд. 2.2).

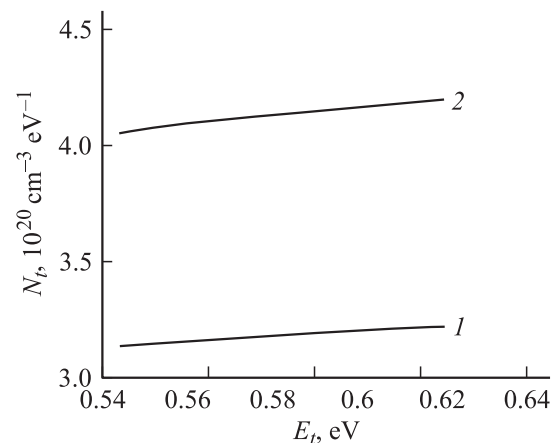
На рис. 4 приведены расчетные временные зависимости энергии  $E_t$ , высоты барьера  $L + q\psi_s$  и толщины ООЗ  $h$  после переключения от  $+0$  до 1 В. Характер этих зависимостей был рассмотрен в разд. 2.2.

На рис. 5 приведены зависимости  $N_t$  от  $E_t$  после переключений от  $+0$  до 1 В и от  $+0$  до 2 В. Из сравнения этих зависимостей следует, что плотность состояний ГУЦ возрастает от границы раздела СЭ–ПП в глубь ПП. Заметим, что значение  $N_t = 4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$  при толщине ООЗ  $50 \text{ \AA}$  соответствует плотности ПС  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ , т.е. того же порядка, что и в гетеропереходах Ge–Si [18].

Определение параметров ГУЦ в дефектном слое является задачей дальнейшего исследования.



**Рис. 4.** Временные зависимости после переключения напряжения от  $+0$  до 1 В: 1 — энергии  $E_t$ , 2 — высоты потенциального барьера  $L + q\psi_s$ , 3 — толщины области объемного заряда  $h$  (для  $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ).



**Рис. 5.** Энергетический спектр плотности состояний глубоководных центров. Переключения: 1 — от  $+0$  до 1 В, 2 — от  $+0$  до 2 В (для  $\nu = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ).

## 5. Заключение

На границе между сегнетоэлектриком (PZT) и полупроводником (LSCO) образуются структурные дефекты. Для их исследования был использован метод изотермической релаксации тока при переключениях от нуля до различных положительных напряжений. Разработаны методы определения плотности поверхностных состояний для случая, когда толщина дефектного слоя много меньше толщины области объемного заряда, а также методы определения плотности состояний глубоководных центров для случая, когда толщина дефектного слоя больше толщины области объемного заряда. Показано, что толщина дефектного слоя больше 50–100 Å, а в интервале энергий  $E_v + (0.55–0.65)$  эВ плотность состояний глубоководных центров порядка  $3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3} \text{ эВ}^{-1}$ , что соответствует плотности поверхностных состояний порядка  $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ . Показано, что плотность состояний глубоководных центров возрастает от границы раздела в глубь полупроводника.

Авторы выражают признательность И.В. Грехову за постановку задачи и обсуждение результатов, Д.В. Машовцу за выполнение измерений, И.А. Линийчуку за изготовление образцов, а также ему и Л.А. Делимовой за обсуждение результатов.

Работа была выполнена при поддержке РФФИ, проект № 00-15-96770 и грантом ОФН РАН.

## Список литературы

- [1] Y. Watanabe. Jap. J. Appl. Phys., **35**, pt 1, 1564 (1995).
- [2] Y. Watanabe. Phys. Rev. B, **59**, 11 257 (1999).
- [3] M.W. Prins, S.E. Zimmers, J.F. Cilessen, J.B. Giesbers. Appl. Phys. Lett., **70**, 458 (1997).
- [4] И.А. Веселовский, И.В. Грехов, Л.А. Делимова, И.А. Линийчук. Письма ЖТФ, **27**, 39 (2001).
- [5] Y. Watanabe, Y. Matsumoto, M. Tanamura. Jap. J. Appl. Phys., **34**, 5254 (1995).
- [6] W. Wu, K.H. Wong, C.L. Mak, C.L. Chou, Y.H. Zhang. J. Appl. Phys., **88**, 2068 (2000).
- [7] H. Sugiyama, T. Nakaiso, Y. Adachi, M. Noda, M. Okuyama. Jap. J. Appl. Phys., **39**, pt 1, 2131 (2000).
- [8] T. Mihara, Y. Watanabe. Integrated Ferroelectrics, **1**, 269 (1992).
- [9] J.M. Benedetto, R.A. Moore, F.B. McLean. J. Appl. Phys., **75**, 460 (1994).
- [10] P.K. Larsen, G.J.M. Dormans, D.J. Taylor, P.J. van Veldhoven. J. Appl. Phys., **76**, 2405 (1994).
- [11] S.L. Miller, R.D. Nasby, J.R. Schwank, M.S. Rodgers, P.V. Gressendorfer. J. Appl. Phys., **68**, 6483 (1990).
- [12] Y.S. Yang, S.J. Lee, S.H. Kim, B.G. Chae, N.S. Jang. J. Appl. Phys., **84**, 5005 (1998).
- [13] S.L. Miller, J.R. Schwank, R.D. Nasby, M.S. Rodgers. J. Appl. Phys., **70**, 2849 (1991).
- [14] С. Зи. Физика полупроводниковых приборов (М., Мир, 1981) т. 1.
- [15] J.G. Simmons, L.S. Wei. Sol. St. Electron., **17**, 117 (1974).

- [16] I. Grekhov, L. Delimova, I. Liniichuk, D. Mashovets, I. Veselovsky. Integrated Ferroelectrics, **43**, 175 (2002).
- [17] C.B. Sawyer, C.H. Tower. Phys. Rev., **35**, 269 (1930).
- [18] А. Милнс, Д. Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл—полупроводник (М., Мир, 1975).

Редактор Т.А. Полянская

## Ferroelectric—semiconductor interface defects

L.S. Berman, I.E. Titkov

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Structural defects on a  $\text{Pb}_{0.95}\text{La}_{0.05}\text{Ti}_{0.8}\text{Zr}_{0.2}\text{O}_3$ — $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$  interface have been investigated. A method of isothermal current transient has been used. Two cases have been considered: a) the thickness of the defect layer is considerably less than the width of the space charge layer; b) the thickness of the defect layer is larger than the width of the space charge layer. We have shown that in our samples the thickness of the defect layer is greater than 50–100 Å, while within the energy range  $[E_v + (0.55–0.65) \text{ eV}]$  the density of deep level centers is of the order of  $3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3} \text{ eV}^{-1}$ , which corresponds to the surface state density of the order of  $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ . The density of deep level centers increases inward from the interface into the depth of a specimen.