

Свойства тонкой пленки сегнетоэлектрика при учете электродов

© М.Д. Глинчук, В.Я. Зауличный, В.А. Стефанович*

Институт проблем материаловедения им. И.Н. Францевича Национальной академии наук Украины,
03142 Киев, Украина

* Институт математики и информатики, Университет Ополе, 45-052 Ополе, Польша

E-mail: glin@materials.kiev.ua, zaulichny@ukr.net

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 26 июня 2007 г.)

Влияние различных металлических электродов на свойства тонких пленок сегнетоэлектрика рассматривается в рамках феноменологической теории Гинзбурга–Ландау. Вклад электрического поля, создаваемого зарядами в электродах, с учетом эффекта экранирования заряда в металлах включается в функционал свободной энергии и соответственно в уравнение Эйлера–Лагранжа для поляризации пленки. Применение вариационного метода для решения этого уравнения позволило свести функционал свободной энергии к обычной форме свободной энергии с перенормированным коэффициентом перед P^2 . Этот коэффициент зависит как от свойств и толщины пленки, так и от свойств электрода. Полученный результат открывает путь для вычисления физических характеристик размерного эффекта путем постановки перенормированного коэффициента в обычные формулы феноменологической теории. Сравнение с данными эксперимента для Pt, Ir, IrO₂, SrRuO₃ показало хорошее согласие теории и эксперимента.

PACS: 77.80.Bh, 77.80.-e, 68.60.-p

1. Введение

Сегодня внимание многих ученых и инженеров привлечено к разработке ячеек памяти с возможностью неструктивного вывода данных. Наиболее многообещающими считаются полевые сегнетоэлектрические транзисторы и конденсаторы, где сегнетоэлектрический материал используется в качестве изолятора затвора и направление поляризации на затворе отличает два уровня логики „0“ и „1“. Однако в процессе построения подобных систем возникли серьезные проблемы, касающиеся надежности хранения данных. Явление усталости в этих устройствах — камень преткновения для инженеров, и задача построения надежной ячейки памяти еще не решена. Ключевые механизмы неустойчивости описанного устройства — это поле деполяризации, кислородные вакансии и инжекция заряда. Поле деполяризации играет существенную роль в физике сегнетоэлектриков и особенно тонких пленок, так как оно стремится уничтожить спонтанную электрическую поляризацию, а с ней и саму сегнетоэлектрическую фазу. Известно, что такие внутренние факторы, как доменная структура и свободные носители, частично уменьшают поле деполяризации. Внешние факторы, а именно электроды, могут существенно уменьшить поле деполяризации даже для непроводящего однодоменного сегнетоэлектрика. Например, сверхпроводящие электроды в объемных сегнетоэлектриках приводят к полной компенсации поля деполяризации. В тонких сегнетоэлектрических пленках благодаря неоднородности поляризации, связанной с вкладом поверхностных эффектов, наблюдается только частичная компенсация поля деполяризации даже для сверхпроводящих электродов [1]. Так как большинство сегнетоэлектрических материалов являются изоляторами и при достаточно малой толщине пленки последняя становится однодоменной, для физически более точного

описания поведения системы пленка–электроды возникает необходимость включения вклада электродов в свободную энергию гетеросистемы. Такая задача решена для случая сверхпроводящих электродов, но является более сложной для случая обычных — несверхпроводящих — электродов (см. работу [2] и ссылки в ней). В нашей предыдущей статье мы рассмотрели размерные эффекты свойств тонких пленок со сверхпроводящими электродами [3]. В настоящей работе теоретически описывается влияние разных верхнего и нижнего электродов на свойства тонкой сегнетоэлектрической пленки. Была использована модель однодоменного сегнетоэлектрического материала, рассматриваемого как идеальный изолятор. Эта модель является достаточно реалистичной, так как с уменьшением толщины пленка становится монодоменной [4,5] и в большинстве случаев проводимость сегнетоэлектриков ничтожно мала (см., например, [6]). Проведенное сравнение с экспериментом [7] показало, что теория описывает основные характеристики таких гетероструктур.

2. Плотность свободной энергии и уравнение Эйлера–Лагранжа с учетом вклада электродов

Рассмотрим тонкую сегнетоэлектрическую пленку толщиной l между различными металлическим и оксидным хорошо проводящими электродами с толщинами l_1 и l_2 соответственно (рис. 1). Принимая во внимание, что монодоменные пленки могут быть самополяризованы в нормальном направлении к поверхности [8,9], будем рассматривать пленку, поляризованную вдоль оси z (т.е. $P = P_z \neq 0$, $P_x = P_y = 0$).

Равновесные значения поляризации могут быть получены в рамках феноменологической теории из условия

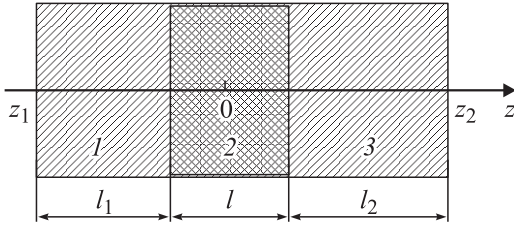


Рис. 1. Геометрия пленки с электродами. Области 1, 3 — электроды, 2 — пленка.

минимума свободной энергии [10]. Запишем свободную энергию как сумму свободной энергии пленки с учетом поля деполяризации, а также вклада электродов. Известно, что поле деполяризации направлено против спонтанной поляризации и таким образом уменьшает ее. В общепринятой модели монокристаллической пленки без собственных свободных носителей только носители заряда в электродах могут уменьшить поле деполяризации. Чтобы учесть это обстоятельство, необходимо вычислить электрическое поле в электродах и в пленке, создаваемое зарядами в электродах с учетом экранирования поля носителями. Потенциал поля в металлическом электроде должен удовлетворять уравнению Пуассона

$$-\frac{d^2\varphi}{dz^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon_e} [n_0 - n(z)]. \quad (1)$$

Здесь мы ввели n_0 — плотность заряда в невозмущенном электроде (с учетом возмущения, наведенного поляризованной пленкой, плотность заряда меняется на $n(z)$), e , ε_e — заряд электрона и эффективная диэлектрическая константа электрода. Величина этой диэлектрической константы зависит от поляризуемости остовов ионов металлической подрешетки. В металлах и хорошо проводящих оксидах металлов плотность носителей n и ε_e находится в пределах: $n \approx 10^{19} - 10^{24} \text{ см}^{-3}$ и $\varepsilon_e \approx 1 - 10$ (например, для Cu $\varepsilon_e = 5$, для Ag $\varepsilon_e = 2.5$, для Pt, Ir $\varepsilon_e = 8$, для IrO_2 $\varepsilon_e = 6$ [11,12]). Согласно известным теориям электронного экранирования в металлах [13], уравнение (1) может быть записано как

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} = \frac{\varphi}{\varepsilon_e l_s^2}, \quad (2)$$

$$l_s^2 = \frac{E_f}{6\pi n_0 e^2} = \frac{\hbar^2}{4m e^2 n_0^{1/3}} \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/3} \approx \frac{r_B}{4n_0^{1/3}}, \quad r_B = \frac{\hbar^2}{m e^2}, \quad (3)$$

где m — масса электрона, l_s — длина экранирования Томаса–Ферми, E_f — энергия Ферми электрода, r_B — боровский радиус. Важно отметить, что, используя предел Томаса–Ферми, мы ограничили применимость нашей модели статическими (DC) условиями.

Решение уравнения (2) дает точное распределение E_e — электрического поля внутри электродов. Примечательно, что для металлического электрода благодаря высокой плотности носителей в металлах длина экранирования очень мала и колеблется в пределах единиц или долей ангстрема.

Учитывая, что $E_e = -d\varphi/dz$, получаем решение уравнения (2) для левого и правого электродов, предполагая, что на внешних поверхностях электродов ${}^l E_e(z_1) = {}^r E_e(z_2) = 0$,

$${}^l E_e(z) = \frac{4\pi Q \sin h\left(\frac{z-z_1}{l_{se1}}\right)}{{}^l \varepsilon_e \sin h\left(\frac{l_1}{l_{se1}}\right)}, \quad l_{se1}^2 = {}^l \varepsilon_e l_s^2, \quad (4)$$

$${}^r E_e(z) = -\frac{4\pi Q \sin h\left(\frac{z-z_2}{l_{se2}}\right)}{{}^r \varepsilon_e \sin h\left(\frac{l_2}{l_{se2}}\right)}, \quad l_{se2}^2 = {}^r \varepsilon_e l_s^2. \quad (5)$$

Здесь $Q = \left| \int_{z_1}^{-l/2} \rho dz \right| = \left| \int_{l/2}^{z_2} \rho dz \right|$ — абсолютная величина поверхностной плотности заряда, который аккумулирован на правой поверхности левого электрода или на левой поверхности правого электрода. В нашей модели предполагается, что полный заряд системы постоянен, поэтому плотность заряда на левой и правой поверхностях электродов должна быть одинаковой.

Найдем электрическое поле внутри сегнетоэлектрической пленки, используя уравнение Максвелла, условие непрерывности потенциала на границе раздела и предположение об отсутствии заряда внутри пленки $\rho = 0$

$$\text{div} D_f = 0 \Rightarrow \frac{dD_f}{dz} = 0 \Rightarrow D_f = E_0 = \text{const}. \quad (6)$$

Поскольку $D_f = E_f + 4\pi P$, решение уравнения (3) дает

$$E_f = E_0 - 4\pi P. \quad (7)$$

Значение D_f определяется наложением ${}^l D_e$ и ${}^r D_e$ внутри пленки

$$D_f = E_0 = -({}^l D_e + {}^r D_e) = -8\pi Q. \quad (8)$$

Теперь можем описать поведение электрического поля в пределах всей системы

$$E(z) = \begin{cases} {}^l E_e, & z_1 \leq z \leq -\frac{l}{2}, \\ E_0 - 4\pi P, & -\frac{l}{2} < z \leq \frac{l}{2}, \\ {}^r E_e, & \frac{l}{2} < z \leq z_2. \end{cases} \quad (9)$$

Для того чтобы найти E_0 , мы должны учесть влияние внешнего напряжения V_0 , а именно

$$\int_{z_1}^{z_2} E(z) dz = -V_0. \quad (10)$$

После подстановки уравнения (9) в (10) получаем E_0 в форме

$$E_0 = \frac{1}{(\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)} \left[4\pi \int_{-l/2}^{l/2} P dz - V_0 \right],$$

$$\alpha_1 = \frac{1}{2^l \varepsilon_e} \frac{\left(\cosh h \left(\frac{l_1}{l_{se1}} \right) - 1 \right)}{\sinh h \left(\frac{l_1}{l_{se1}} \right)},$$

$$\alpha_2 = \frac{1}{2^r \varepsilon_e} \frac{\left(\cosh h \left(\frac{l_2}{l_{se2}} \right) - 1 \right)}{\sinh h \left(\frac{l_2}{l_{se2}} \right)}. \quad (11)$$

Полученное выражение для E_0 определяет электрическое поле в пленке (см. (7)) и в электродах (см. (8), (4), (5)). Теперь можем выразить плотность свободной энергии электродов как

$${}^l F_e = \frac{1}{l_1} \int_{z_1}^{l/2} {}^l D_e {}^l E_e dz = \frac{E_0^2 l_{se1} \beta_1}{8\pi l_1},$$

$${}^r F_e = \frac{1}{l_2} \int_{l/2}^{z_2} {}^r D_e {}^r E_e dz = \frac{E_0^2 l_{se2} \beta_2}{8\pi l_2},$$

$$\beta_1 = \frac{1}{16} \frac{\sinh h \left(\frac{2l_1}{l_{se1}} \right) - \left(\frac{2l_1}{l_{se1}} \right)}{{}^l \varepsilon_e \sinh^2 h \left(\frac{l_1}{l_{se1}} \right)},$$

$$\beta_2 = \frac{1}{16} \frac{\sinh h \left(\frac{2l_2}{l_{se2}} \right) - \left(\frac{2l_2}{l_{se2}} \right)}{{}^r \varepsilon_e \sinh^2 h \left(\frac{l_2}{l_{se2}} \right)}. \quad (12)$$

Плотность свободной энергии пленки может быть записана в обычной форме, общепринятой для сегнетоэлектриков,

$$F_f = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} dz \left\{ \frac{1}{2} A P^2 + \frac{1}{4} B P^4 + \frac{1}{2} C \left(\frac{dP}{dz} \right)^2 - E'_{\text{ext}} P - \frac{1}{2} E'_d P \right\} + \frac{C \delta^{-1}}{2l} \left(P^2 \left(-\frac{l}{2} \right) + P^2 \left(\frac{l}{2} \right) \right),$$

$$E'_d = -4\pi(P + Q'), \quad 4\pi Q' = -E_0(V_0 = 0)$$

$$= -\frac{l}{(\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)} 4\pi \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} P(z) dz,$$

$$E'_{\text{ext}} = -\frac{V_0}{l} \frac{l}{(\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)}. \quad (13)$$

Здесь $A = A_0(T - T_c)$, T_c и A_0 — соответственно температура сегнетоэлектрического перехода и обратная константа Кюри–Вейсса объемного образца, $\delta > 0$ — экстрополяционная длина.

После подстановки уравнения (11) в (13) получаем явное выражение для общей плотности свободной энергии системы, где S — площадь поверхности системы,

$$F = \frac{{}^l F_e S l_1 + {}^r F_e S l_2 + F_f S l}{S L} = \frac{l}{L} \left[\frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} dz \left\{ \frac{1}{2} A P^2 + \frac{1}{4} B P^4 + \frac{1}{2} C \left(\frac{dP}{dz} \right)^2 + \frac{V_0 P}{l} \left(\frac{l}{(\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)} - \frac{(\beta_1 l_{se1} + \beta_2 l_{se2}) l}{(\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)^2} \right) - \frac{2\pi \bar{P} P l}{(\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)} + 2\pi P^2 \right\} + \frac{C \delta^{-1}}{2l} \left(P^2 \left(-\frac{l}{2} \right) + P^2 \left(\frac{l}{2} \right) \right) \right]$$

$$+ \frac{2\pi (\bar{P})^2 (\beta_1 l_{se1} + \beta_2 l_{se2}) l^2}{L (\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)^2} + \frac{V_0^2 (\beta_1 l_{se1} + \beta_2 l_{se2})}{8\pi L (\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)^2},$$

$$\bar{P} = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} P(z) dz. \quad (14)$$

Вариация функционала (14) ведет к уравнению Эйлера–Лагранжа для поляризации и граничным условиям следующей формы:

$$A P + B P^3 - C \left(\frac{d^2 P}{dz^2} \right) = E_{\text{ext}} + E_d, \quad (15)$$

$$E_{\text{ext}} = -\frac{V_0}{l} a,$$

$$E_d = -4\pi(P - a\bar{P}),$$

$$a = \left(\frac{l}{(\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)} - \frac{(\beta_1 l_{se1} + \beta_2 l_{se2}) l}{(\alpha_1 l_{se1} + \alpha_2 l_{se2} + l)^2} \right) \approx 1 - (\alpha_1 + \beta_1) \frac{l_{se1}}{l} - (\alpha_2 + \beta_2) \frac{l_{se2}}{l}, \quad (16)$$

$$\left. \frac{dP}{dz} \right|_{z=\pm \frac{l}{2}} = \mp \frac{P(\pm l/2)}{\delta}. \quad (17)$$

Выражение для E_d при $a = 1$ совпадает с выражением, полученным для сверхпроводящих электродов [1,3,14]. Но в общем случае для металлических электродов $a < 1$, поэтому поле деполяризации возрастает.

Таким образом, применение хорошо проводящих электродов, которые имеют достаточно большое значение l_s и малое ε_e , будет приводить к возрастанию поля деполяризации в системе и, как следствие, к уменьшению спонтанной поляризации, возрастанию критической толщины фазового перехода из сегнетоэлектрической в параэлектрическую фазу. Приведенные далее вычисления показали, что все свойства пленки зависят от параметров l_{se1} , l_{se2} и ${}^l \varepsilon_e$, ${}^r \varepsilon_e$, т.е. от характеристик электродов. Заметим, что в дальнейшем под сверхпроводящим электродом ($l_s = 0$) подразумевается обычный низкотемпературный сверхпроводник. Далее рассмотрим влияние

электродов на главные параметры сегнетоэлектрических ячеек: спонтанную поляризацию, коэрцитивное поле и поле деполяризации. Это открывает путь для правильного выбора типа соответствующих электродов, который оптимален для приложений.

3. Физические свойства конденсаторов и их вычисление

Уравнение (15) для $P(z)$ — неоднородное нелинейное интегродифференциальное уравнение, точное аналитическое решение которого в общем случае не получено. Однако можно решить это уравнение приближенно. Мы использовали прямой вариационный метод, который описан в наших предыдущих работах [15,16]. Для сравнения с экспериментом нас интересуют следующие физические свойства: спонтанная поляризация и петля гистерезиса. Использование прямого вариационного метода позволяет найти свободную энергию с перенормированными коэффициентами, которые были получены путем вариации функционала (15) с использованием подходящей пробной функции $\varphi(z)$. Эта процедура ведет к следующей свободной энергии [16]:

$$F = \frac{A_0 T_c (\tau - \tau_c)}{2} \bar{P}^2 + \frac{B}{4} \bar{P}^4 - E_{\text{ext}} \bar{P}, \quad (18)$$

где $\tau_c = T_{cl}/T_c$ — безразмерная критическая температура наведенного толщиной сегнето-параэлектрического фазового перехода, которая для фазовых переходов второго рода имеет вид

$$\tau_c = 1 - \frac{4\pi}{A_0 T_c} \left[1 - a \left(1 - \frac{2}{(1 + \omega)h} \right) \right]. \quad (19)$$

Здесь введены следующие безразмерные параметры:

$$\omega = \frac{\delta}{l_d}, \quad l_d = \sqrt{\frac{C}{4\pi}}, \quad h = \frac{l}{l_d}. \quad (20)$$

Благодаря тому что аналитическая форма пробной функции для поляризации в сегнетоэлектрической фазе была избрана как решение для параэлектрической фазы с некоторым вариационным коэффициентом, свободная энергия (18) описывает как параэлектрическую, так и сегнетоэлектрическую фазу.

Несложно заметить, что многочлен (18) совпадает с обычным видом свободной энергии для объемного материала, но с перенормированным коэффициентом при квадратичном члене, в то время как коэффициент при четвертой степени приблизительно совпадает с объемным. Заметим, что, поскольку τ_c в выражении (18) зависит от толщины пленки, экстраполяционной длины и корреляционной длины, а также от характеристик электродов, включаемых в параметр a (см. (16)), коэффициент перед P^2 будет также зависеть от всех этих параметров. Таким образом, свободная энергия (18) позволяет вычислять поляризацию и любое связанное с

ней физическое свойство путем обычной минимизации свободной энергии (18). В частности, петля гистерезиса, спонтанная поляризация и коэрцитивное поле E_c могут быть получены и записаны следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 F}{dP^2} = 0 &\Rightarrow \bar{P}_c = \pm \sqrt{-\frac{A_0 T_c (\tau_c - \tau)}{3B}}, \\ \frac{dF}{dP} = 0 &\Rightarrow E_{\text{ext}}(\bar{P}) = A_0 T_c (\tau - \tau_c) \bar{P} + B \bar{P}^3, \\ E_{\text{ext}}(\bar{P}_s) = 0 &\Rightarrow \bar{P}_s = \pm \sqrt{\frac{A_0 T_c (\tau_c - \tau)}{B}}, \\ E_c = E_{\text{ext}}(\bar{P}_c) &= \mp 2B \left(\frac{A_0 T_c (\tau_c - \tau)}{3B} \right)^{3/2}. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь $E_{\text{ext}}(P)$ — обратная функция петли гистерезиса, P_s — спонтанная поляризация.

4. Сравнение с экспериментом

Сравним теорию с экспериментальными результатами, опубликованными в [7]. В этой работе авторы исследовали набор конденсаторов, включающих тонкую пленку (150 nm) $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.35}\text{Ti}_{0.65})\text{O}_3$ с различными верхними электродами ($\text{Pt}(70 \text{ nm})$, $\text{Ir}(40 \text{ nm})/\text{IrO}_2(30 \text{ nm})$, $\text{Ir}(40 \text{ nm})/\text{SrRuO}_3(10 \text{ nm})$) и одним общим нижним Ir-электродом — $\text{Si}/\text{SiO}_2/\text{Ti}(5 \text{ nm})/\text{Ir}(100 \text{ nm})$. Измерялись петли гистерезиса пленок. Эксперимент показал, что конденсатор с верхним электродом SrRuO_3 имеет самое высокое значение спонтанной поляризации ($44 \mu\text{C}/\text{cm}^2$). Для других электродов поляризация оказалась меньше: для конденсатора с Pt-электродом — $32 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, с IrO_2 -электродом — $28 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Для вычислений мы взяли значения параметров для PZT из работ [7,11,17], а параметры электродов — из [12,18]. Для удобства они собраны в табл. 1.

После подстановки этих параметров в уравнение (16) получаем величины спонтанной поляризации и петли гистерезиса для сравнения с экспериментальными результатами. Эти результаты наряду с экспериментальными данными представлены на рис. 2 и в табл. 2.

Как видно из табл. 2, мы имеем очень хорошее совпадение теории и эксперимента для электрода IrO_2 , тогда как для Pt-электрода теория описывает эксперимент с погрешностью порядка 20%. Причина такого

Таблица 1. Параметры пленки PZT и различных электродов

Пленка		Электрод			
A_0	$3 \cdot 10^{-5}$		l_e , nm	l_s , Å	ϵ_e
T_c , °C	392	Pt	70	0.51	8
B	$0.738 \cdot 10^{-12}$	Ir	100	0.50	8
C , cm^2	$3 \cdot 10^{-15}$	IrO_2	30	1.83	6
δ , nm	3	SrRuO_3	10	0.69	100
l , nm	150	Cu	—	0.55	5

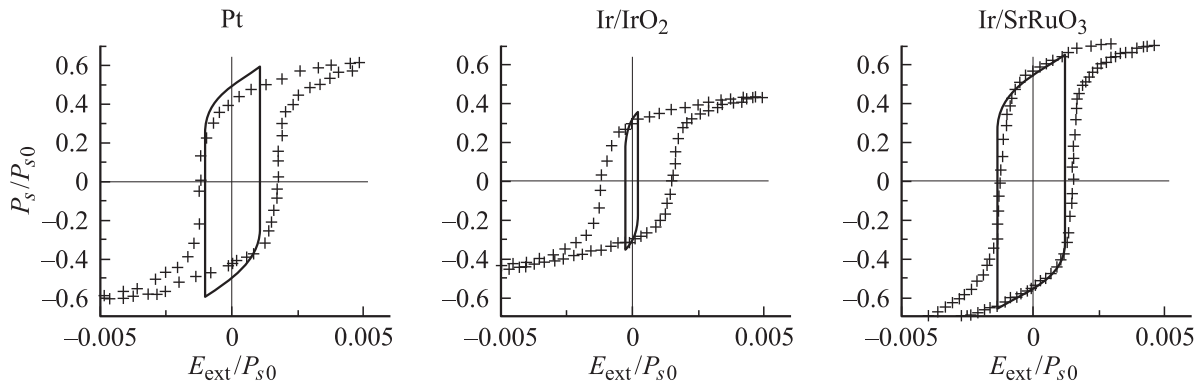


Рис. 2. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) петли гистерезиса набора конденсаторов с разными верхними и общим нижним электродами.

расхождения для Pt-электрода, по нашему мнению, лежит в структуре электродов и дефектах пленки. Действительно, любая пленка перовскитного сегнетоэлектрика содержит достаточное количество дефектов, в частности кислородные вакансии, которые понижают значение P_s . Оксидные электроды, такие как SrRuO_3 и IrO_2 , способны сократить количество кислородных вакансий, и, как следствие, значение P_s возрастет. Из-за этого теория, которая не учитывает влияния кислородных вакансий, хорошо описывает экспериментальные данные, соответствующие SrRuO_3 и IrO_2 . Поскольку Pt не может скомпенсировать кислородные вакансии в пленке, экспериментальное значение P_s оказалось меньше теоретического.

С другой стороны, причина преимущества SrRuO_3 по сравнению с Pt и IrO_2 лежит в максимальных значениях физических параметров, таких как например эффективная диэлектрическая константа электрода (~ 100) [11], которая играет ключевую роль в подавлении поля деполяризации, и длина экранирования (0.698 \AA) [18] (табл. 1). Перовскитные структуры SrRuO_3 и PZT, конечно, увеличивают значение P_s за счет гетероэпитаксиальной границы раздела, но этот эффект существенно меньше, чем влияние зарядов электрода на поле деполяризации.

Расчитанные петли гистерезиса, представленные на рис. 2, показывают достаточно хорошее согласие с экспериментом для SrRuO_3 и Pt, тогда как для IrO_2 согласие теории с экспериментом существенно хуже. Большое отличие в значении коэрцитивного поля для

IrO_2 , по-видимому, может быть объяснено аналогично [11] следующими техническими причинами. Граница раздела между пленкой и электродом приводит к дополнительному падению напряжения, которое понижает значение приложенного к пленке электрического поля, так что экспериментально необходимо увеличить внешнее напряжение, чтобы компенсировать это падение, что и уширяет петлю.

5. Заключение

Отметим, что теоретические вычисления показали важность выбора электрода для создания сегнетоэлектрических устройств. Главные особенности электрода, которые влияют на жизненные параметры сегнетоэлектрических ячеек, — это длины экранирования носителей и эффективная диэлектрическая константа. Качество границы раздела также играет существенную роль в стабильности устройства и его функционировании, но, по нашему мнению, эта особенность не так важна, как внутренние характеристики электродов, упомянутые выше. Оптимальным был бы электрод с минимальной длиной экранирования и максимально возможной эффективной диэлектрической константой. В настоящее время установлено экспериментально и теоретически, что электрод SrRuO_3 показывает лучшие результаты для применения в производстве сегнетоэлектрических ячеек памяти.

Список литературы

- [1] R. Kretchmer, K. Binder. Phys. Rev. B **20**, 1065 (1979).
- [2] D.R. Tilley. Ferroelectric thin films / Eds Paz de Araujo, J.F. Scott, G.W. Taylor. Gordon and Breach, Amsterdam (1966). P. 11.
- [3] M.D. Glinchuk, E.A. Eliseev, V.A. Stephanovich, R. Farhi. J. Appl. Phys. **93**, 1150 (2003).
- [4] A.M. Bratkovsky, A.P. Levanyuk. Phys. Rev. Lett. **84**, 3177 (2000).

Таблица 2. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов

Верхний электрод	$P_s/P_s (\text{SrRuO}_3)$, %	
	Эксперимент	Теория
Pt	72.51	94.82
IrO_2	64.23	61.18
SrRuO_3	100	100

- [5] Th. Tybell, C. Ahm, J. Triscone. *Appl. Phys. Lett.* **72**, 1454 (1998).
- [6] G. Suchameck, T.H. Sander, R. Kohler, G. Gerlach. *Integrated ferroelectrics* **27**, 127 (1999).
- [7] Sukpil Kim, Junemo Koo, Sangmin Shin, Youngsoo Park. *Appl. Phys. Lett.* **87**, 212 910 (2005).
- [8] G.E. Pike, W.L. Warren, D. Dimos, B.A. Tuttle, R. Rames, J. Lee, V.G. Keramidas, J.T. Evans. *Appl. Phys. Lett.* **66**, 484 (1995).
- [9] R. Bruchaus, D. Pitzer, R. Primig, M. Schreiter, W. Wersing. *Integrated ferroelectrics* **25**, 1 (1999).
- [10] V.M. Fridkin. *Ferroelectrics semiconductors*. Consult Bureau, N.Y. (1980).
- [11] C.T. Black, J.J. Welser. *IEEE Transactions Electron Devices* **46**, 776 (1999).
- [12] S. H. Brewer, D. Wicaksana, J.-P. Maria, A.I. Kingon, S. Franzen. *Chem. Phys.* **313**, 25 (2005).
- [13] C. Kittel. *Introduction to solid state physics*. 5th ed. Wiley, N.Y. (1976). P. 296.
- [14] M.D. Glinchuk, E.A. Eliseev, V.A. Stephanovich. *Physica B* **322**, 356 (2002).
- [15] M.D. Glinchuk, B.Y. Zaulychny, V.A. Stephanovich. *Condmat/0411431* (2004).
- [16] M.D. Glinchuk, B.Y. Zaulychny, V.A. Stephanovich. *Phys. Stat. Sol. (b)* **243**, 542 (2006).
- [17] Shaoping Li et al. *Jpn. Appl. Phys.* **36**, 5169 (1997).
- [18] L. Klein, J.S. Dodge, C.H. Ahn, G.J. Snyder, T.H. Geballe, M.R. Beasley, A. Kapitulnik. *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2774 (1996).