

Слабо- и сильносигнальный диэлектрический отклик в монокристаллической пленке частично дейтерированного бетаинфосфита

© Е.В. Балашова, Б.Б. Кричевцов, В.В. Леманов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: balashova@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 2 ноября 2010 г.)

Поли- и монокристаллические пленки дейтерированного бетаинфосфита со степенью дейтерирования $\sim 20\%$ выращены методом испарения на подложках NdGaO_3 (001) с предварительно нанесенной на них планарной встречно-штыревой структурой электродов. Слабосигнальный диэлектрический отклик в частотном диапазоне 0.1–100 кГц показывает сильную аномалию емкости при переходе пленок в сегнетоэлектрическое состояние. Приложение смещающего поля приводит к подавлению и небольшому сдвигу диэлектрической аномалии в область высоких температур. Сильносигнальный диэлектрический отклик исследован методом Сойера–Тауэра в частотном диапазоне 0.06–3 кГц в пара- и сегнетофазе. В отличие от случая плоскопараллельного конденсатора в исследованной планарной структуре петли диэлектрического гистерезиса имеют очень слабую коэрцитивность на низких частотах, которая увеличивается с повышением частоты. Такое различие объясняется разной доменной структурой, реализуемой в плоскопараллельном конденсаторе и планарной структуре в насыщающем поле. Увеличение гистерезиса с частотой в планарной структуре связывается с процессом движения доменных границ.

Работа поддержана РФФИ (грант № 10-02-00557а), ГК 02.740.11.0544.

1. Введение

Сегнетоэлектрические пленочные структуры в настоящее время являются предметом интенсивных исследований, что обусловлено перспективами их применения в системах записи и обработки информации, сенсорах различных полей, управляемых элементах электроники и т.п. [1,2]. В качестве материальной базы для создания пленочных структур до последнего времени рассматривались сегнетоэлектрики со структурой перовскита типа PZT, PLZT, BST и др. [3]. Недавно было показано [4–6], что тонкие поликристаллические сегнетоэлектрические пленки бетаинфосфита (BPI), состоящие из больших ($\sim 2 \times 2$ мм) монокристаллических блоков, могут быть получены методом испарения из водного раствора на различных подложках. Исследование слабосигнального диэлектрического отклика в этих пленках показало сильную, практически бездисперсионную аномалию диэлектрической проницаемости в области фазового перехода в сегнетоэлектрическое состояние, аналогичную наблюдаемой в монокристаллах бетаинфосфита. Величина диэлектрических потерь при фазовом переходе мала ($\text{tg } \delta < 0.01$). Приложение внешнего смещающего поля приводит к сильному подавлению диэлектрической аномалии в области фазового перехода, что представляет интерес для создания емкостей, управляемых электрическим полем [7]. Сильносигнальный отклик, связанный с процессами переключения поляризации в этих пленках, до настоящего времени не исследовался.

Недостатком структур на основе бетаинфосфита является низкая температура фазового перехода в сегнетоэлектрическое состояние ($T_c \sim 200$ К). Существенное повышение температуры перехода, по-видимому, может быть достигнуто с помощью дейтерирования бетаинфосфита, т.е. замены ионов водорода, образующих водородные связи между молекулами неорганических кислот в кристаллической структуре, на более тяжелые ионы дейтерия. Поскольку переход сопровождается упорядочением этих связывающих ионов (переход типа порядок–беспорядок), увеличение массы иона приводит к понижению частоты перескоков между двумя состояниями и соответственно к повышению температуры перехода. В монокристаллах полностью дейтерированного бетаинфосфита температура перехода наблюдалась при $T \sim 310$ К [8].

В настоящей работе мы приводим первые результаты исследований кристаллической структуры, слабо- и сильносигнального диэлектрического отклика в отсутствие и при приложении смещающего электрического поля в структуре на основе монокристаллической пленки частично дейтерированного бетаинфосфита (DBPI).

2. Приготовление пленок и методика измерений

Пленки частично дейтерированного бетаинфосфита толщиной $\sim 1\text{--}4$ мкм были выращены методом испарения из насыщенного раствора монокристаллов BPI в тяжелой воде (D_2O) на подложке NdGaO_3 (001).

Предварительно на подложку методом фотолитографии наносилась встречно-штыревая структура (ВШС) электродов из золота. Длина, ширина и высота электродов ВШС составляли соответственно 4 мм, 50 мкм, 0,3 мкм. Расстояние между электродами было 50 мкм.

Кристаллическая структура пленки исследовалась рентгенодифракционным методом на установке „Дрон-3“ с использованием линии излучения $\text{CuK}\alpha$ в режиме отражения.

Блочная структура пленок исследовалась с помощью поляризационного микроскопа в режиме отражения. Как было показано в [4–6], оптическая визуализация блоков с различной ориентацией кристаллографических осей происходит благодаря сильному двулучепреломлению, присутствующему в кристаллах ВРІ и ДВРІ. Обычно число монокристаллических блоков в пленках ВРІ в области ВШС не превышает пяти-шести. Аналогичная ситуация наблюдается и в случае ДВРІ. Нам удалось вырастить пленки ДВРІ, состоящие из двух и даже одного блока. В настоящей работе мы приводим результаты для пленки ДВРІ, в которой в области ВШС имелся только один монокристаллический блок.

Емкость и диэлектрические потери (слабосигнальный диэлектрический отклик) в структурах пленка/ВШС/подложка исследовались в температурном диапазоне $T = 100\text{--}300\text{ K}$ на частотах $f = 0.12, 1, 10, 100\text{ kHz}$ и 1 МГц с помощью LCR-meter (МИТ9216А и Е7-12) как в отсутствие, так и при приложении смещающего электрического напряжения, подаваемого на электроды ВШС. Величина измерительного поля, также подаваемого на электроды ВШС, составляла 0,1 В.

Петли диэлектрического гистерезиса (сильносигнальный отклик) исследовались с помощью схемы Сойера–Тауэра в частотном диапазоне 0,06–3 kHz в температурном интервале $T = 120\text{--}300\text{ K}$. В этом случае на электроды ВШС подавалось переменное синусоидальное напряжение с амплитудой $U_E \approx 100\text{ V}$, что соответствует полю между штырями электродов $E \approx 2 \cdot 10^6\text{ V/m}$, измеряемое напряжение U_P снималось с последовательно включенного с ВШС конденсатора емкостью $\sim 0.3\text{ }\mu\text{F}$. Петли гистерезиса фотографировались с экрана осциллографа.

3. Экспериментальные результаты

Температурные зависимости емкости и $\text{tg } \delta$ структуры, содержащей моноблочную пленку ДВРІ, представлены на рис. 1. Сильный максимум емкости наблюдается при $T_m = 227\text{ K}$, что примерно на 30 К выше температуры сегнетоэлектрического фазового перехода (из парафазы с симметрией $P2_1/c$ в сегнетофазу с симметрией $P2_1$) в объемных кристаллах ВРІ, использованных для получения пленок. Величина емкости структуры при $T_m = 227\text{ K}$ ($C_{\text{max}} \approx 350\text{ pF}$) примерно в 7 раз превышает фоновое значение, наблюдаемое при более высоких или более низких температурах ($C_{\text{bg}} \approx 50\text{ pF}$). Если учесть,

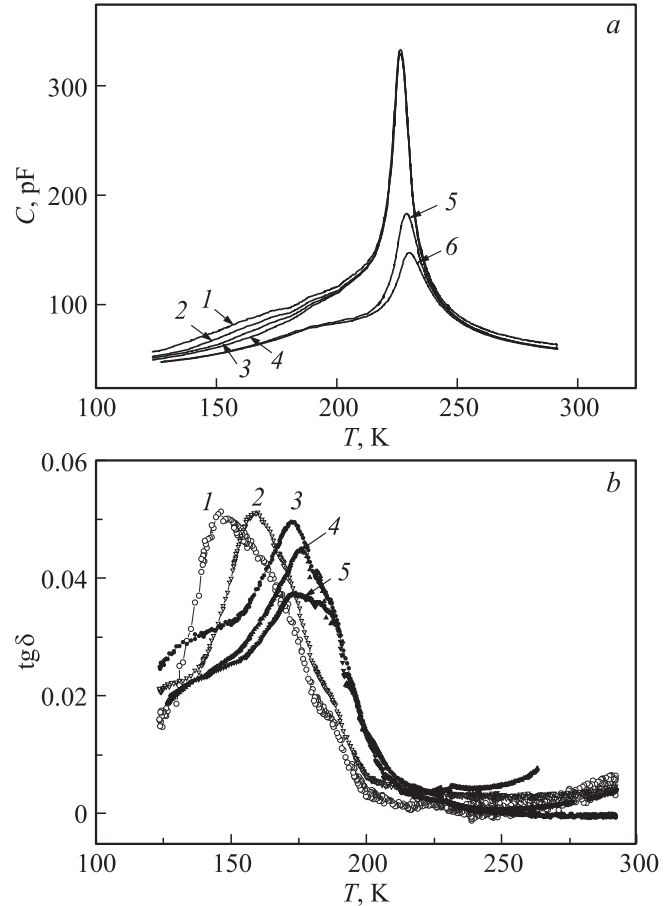


Рис. 1. Температурные зависимости емкости C (а) и $\text{tg } \delta$ (b) в структуре ДВРІ/ NdGaO_3 . Зависимости $C(T)$ приведены на частотах $f = 0.12$ (1), 1 (2), 10 (3) и 100 kHz (4) в отсутствие смещающего напряжения, а также на частоте $f = 100\text{ kHz}$ при приложении смещающих напряжений $U_b = 9.8$ (5) и 19,6 В (6). Зависимости $\text{tg } \delta(T)$ приведены на частотах $f = 1$ (1), 10 (2), 100 kHz (3) при $U_b = 0$, а также на частоте $f = 100\text{ kHz}$ при $U_b = 9$ (4), 20 В (5).

что емкость подложки с нанесенной ВШС составляет $C_{\text{sub}} \approx 40\text{ pF}$, то отношение емкости, вносимой в структуру пленкой, при $T_m \approx 227\text{ K}$ ($C_{\text{max}}^{\text{film}} \approx 300\text{ pF}$) к фоновому значению $C_{\text{bg}}^{\text{film}} \approx 10\text{ pF}$ становится еще больше $C_{\text{max}}^{\text{film}}/C_{\text{bg}}^{\text{film}} \sim 30$, что близко к отношению диэлектрических проницаемостей $\epsilon_{\text{max}}/\epsilon_{\text{bg}}$, наблюдаемому в монокристаллах ВРІ. Предполагая линейную зависимость температуры сегнетоэлектрического фазового перехода от степени дейтерирования ВРІ, мы можем полагать, что она составляет примерно 20–30%. В области температур вблизи диэлектрической аномалии ($T_c = 227\text{ K}$) в исследуемом диапазоне частот дисперсия емкости практически отсутствует. Слабая частотная дисперсия емкости и увеличение диэлектрических потерь появляются при температурах ниже $T \approx 200\text{ K}$. В этой области наблюдается относительно слабый максимум $\text{tg } \delta \sim 0.05$, который сдвигается в сторону более высоких температур при увеличении частоты (рис. 1, b). Выше температуры

максимума емкости наблюдаются очень низкие диэлектрические потери ($\text{tg } \delta < 0.01$).

Приложение смещающего электрического напряжения U_b приводит к изменению диэлектрической аномалии. В области фазового перехода емкость сильно уменьшается (рис. 1, *a*) с увеличением U_b . При $T = T_m$ приложение смещающего напряжения $U_b = 20$ В уменьшает величину емкости более чем в 2 раза. При увеличении смещающего напряжения также уменьшаются диэлектрические потери (рис. 1, *b*).

Как известно, в кристаллах бетаинфосфита и дейтерированного бетаинфосфита сильная аномалия диэлектрической проницаемости при фазовом переходе наблюдается только вдоль кристаллографической оси b , параллельно которой ориентируется спонтанная поляризация при $T < T_c$ [9,10]. Наблюдение сильной аномалии емкости в структуре DBPI/NdGaO₃ свидетельствует о том, что ориентация полярной оси в пленке DBPI близка к направлению нормали к планарным электродам ВШС.

Ориентация полярной оси b в плоскости пленки подтверждается результатами рентгеновского анализа. На рис. 2 представлена дифрактограмма монокристаллической структуры DBPI/NdGaO₃. На зависимостях $I(2\theta)$ кроме пиков, соответствующих отражению от подложки (002)NdGaO₃ и (004)NdGaO₃ и от золотых электродов ВШС (111)Au, а также паразитных линий от излучения $\text{CuK}\beta$ наблюдаются четкие линии, возникающие при отражении рентгеновского излучения от систем плоскостей DBPI типа (300), (400) и (500). Присутствие этих узких линий показывает, что пленка ориентирована таким образом, что оси b и c лежат в плоскости пленки, а ось a^* перпендикулярна плоскости подложки. Напомним, что в моноклинных кристаллах с кристаллографическими осями связана косоугольная система координат abc . В системе a^*bc ось a^* перпендикулярна плоскости bc , поэтому при расчетах положения пиков отражения учитывался угол моноклинности. Отсутствие пиков, соответствующих другим ориентациям кристал-

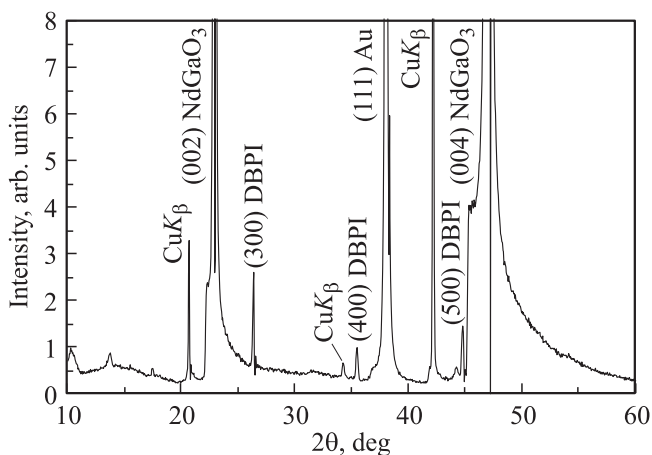


Рис. 2. Дифрактограмма рентгеновского излучения в структуре DBPI/NdGaO₃.

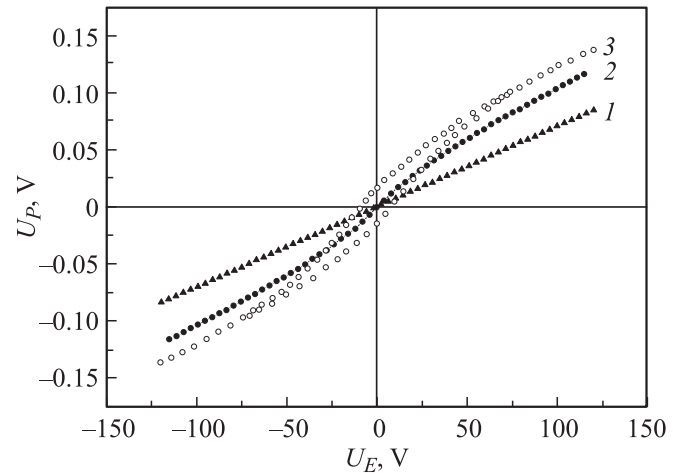


Рис. 3. Зависимости $U_P(U_E)$, полученные с помощью схемы Соьера–Тауэра, в структуре DBPI/NdGaO₃ на частоте $f = 250$ Hz при температурах $T = 257.6$ (1), 232 (2) и 155 К (3).

лографических осей, исключает возможность присутствия блоков с иной ориентацией оси a^* . В то же время данные рентгеноструктурного анализа не исключают присутствие блоков с различной ориентацией осей b и c в плоскости пленки.

Исследование блочной структуры пленки в поляризационном оптическом микроскопе на отражение показало присутствие в ней только одного блока. При вращении пленки вокруг оси, совпадающей с направлением света, погасание наблюдается при одних и тех же положениях по всей площади структуры, занимаемой ВШС. Это свидетельствует о том, что пленка является монокристаллической, поскольку изображения блоков с различной ориентацией осей b и c в плоскости должны погасать при различных ориентациях пленки относительно поляризации падающего света.

На рис. 3 представлены зависимости напряжения U_P от U_E , полученные с помощью схемы Соьера–Тауэра, в монокристаллической структуре на частоте $f = 250$ Hz при различных температурах. При температурах выше $T \sim 240$ К в параэлектрической области структура представляет собой линейный диэлектрик, о чем свидетельствует линейная зависимость $U_P(U_E)$. При приближении к температуре максимума емкости ($T_c = 227$ К) зависимость становится нелинейной и при температурах существенно ниже T_c появляются узкие петли гистерезиса.

На рис. 4 представлены петли гистерезиса, полученные с помощью схемы Соьера–Тауэра, на различных частотах при температурах 192 и 144 К (т.е. ниже $T_c = 227$ К) после вычитания из них линейной зависимости $U_P(U_E)$, которая наблюдается в области больших значений U_E , когда структура находится в области насыщения. Эта линейная зависимость обусловлена емкостью структуры после насыщения. На низких частотах $f \sim 0.06$ – 0.1 kHz петли очень узкие. Ширина петли

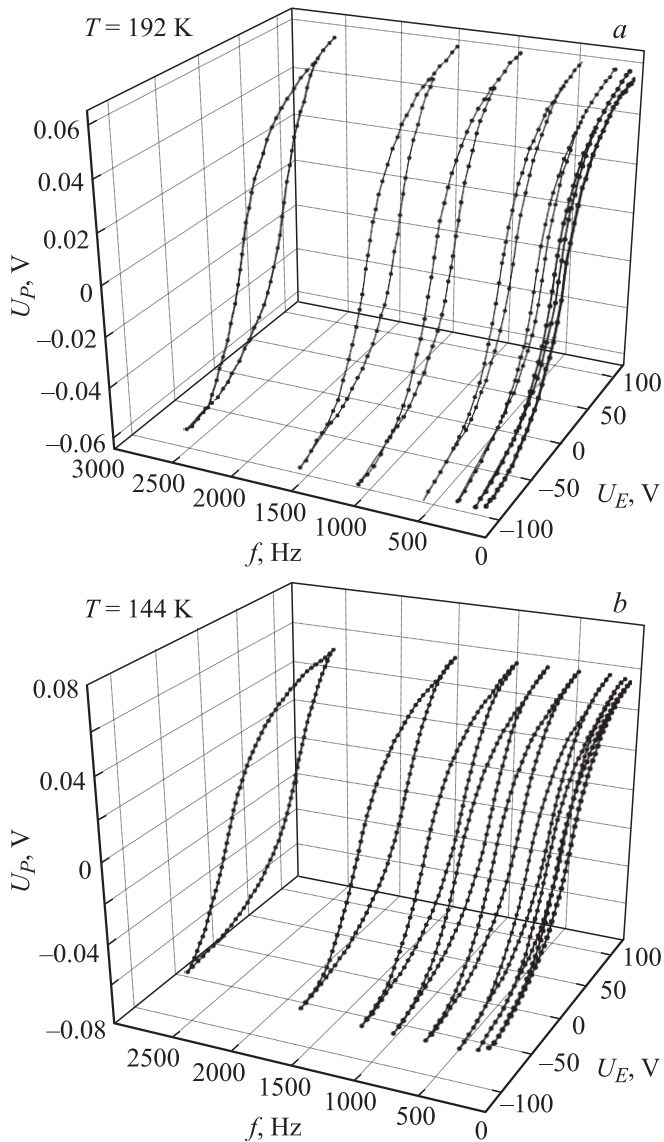


Рис. 4. Петли гистерезиса, полученные с помощью схемы Сойера–Тауэра в структуре, содержащей монокристаллическую пленку, на различных частотах при температурах $T = 144$ и 192 К.

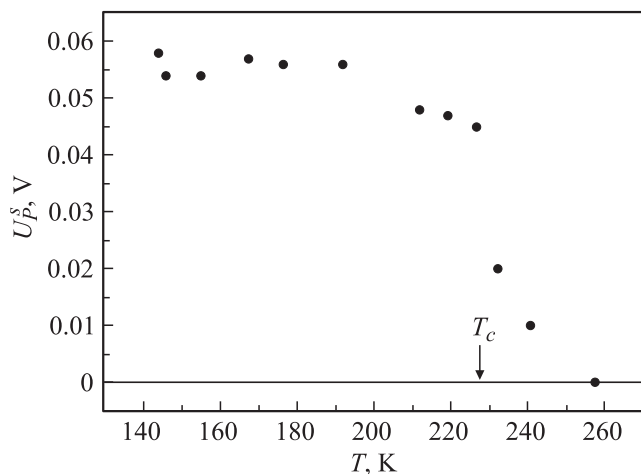


Рис. 5. Температурная зависимость U_P^s .

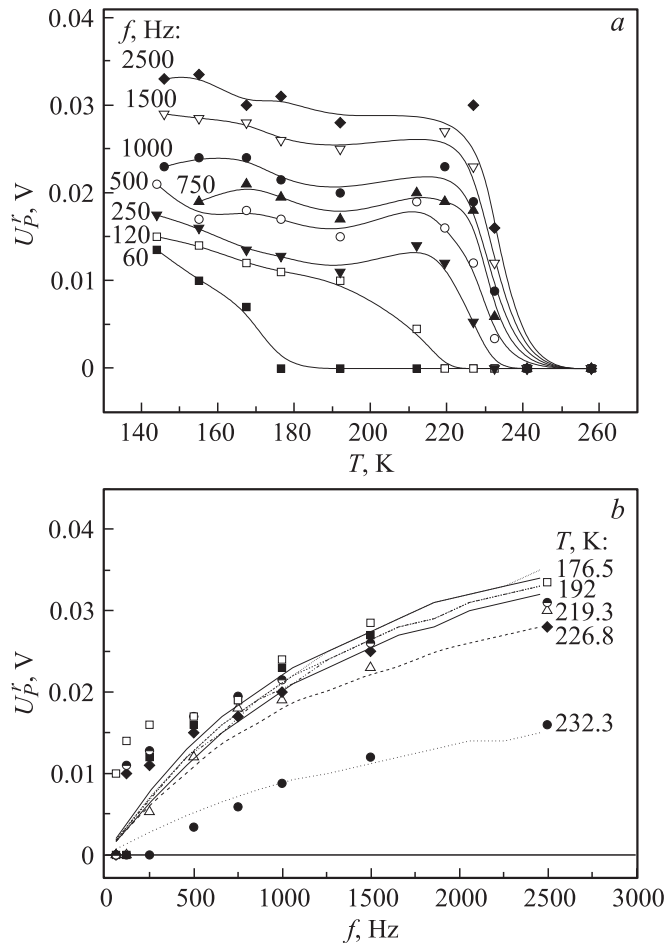


Рис. 6. *a*) Температурная зависимость U_P^r на различных частотах (линии проведены для удобства восприятия). *b*) Частотные зависимости U_P^r при разных температурах (линии соответствуют результатам расчета, см. текст).

увеличивается с повышением частоты, и на частотах $f \sim 2.5\text{--}3$ kHz наблюдаются широкие петли диэлектрического гистерезиса.

На рис. 5 представлены температурные зависимости величины U_P в насыщенном состоянии U_P^s . Температурная зависимость U_P^s практически не зависит от частоты. U_P^s появляется при температуре $T \sim 240$ К примерно на 10 К выше температуры максимума емкости $T_c = 227$ К, что связано с проявлением диэлектрической нелинейности сегнетоэлектрика выше температуры фазового перехода. Ниже $T = T_c$ температурная зависимость U_P^s аналогична зависимости спонтанной поляризации P .

На рис. 6 представлены температурные зависимости остаточного напряжения U_P^r , т.е. величина U_P при $U_E = 0$, для разных частот и частотные зависимости U_P^r для различных температур. В отличие от U_P^s остаточное напряжение U_P^r обладает сильной дисперсией. Величина U_P^r увеличивается с частотой. Температура, при которой происходит раскрытие петли (T_{op}), зависит от частоты переключающего поля. На частоте $f = 60$ Hz

ненулевые значения U_p^r появляются при $T < 180$ К. При $f = 120$ Hz петля начинает раскрываться при $T < 220$ К. При дальнейшем увеличении частоты T_{op} возрастает, приближаясь к значению $T_{op} = 240$ К.

4. Обсуждение результатов

Как видно из рис. 1, выше температуры фазового перехода диэлектрические потери на всех частотах малы ($\text{tg } \delta < 0.01$). Это свидетельствует о том, что возможный вклад в $\text{tg } \delta$ проводимости, связанной с носителями заряда, которые могут возникать из-за дефектов кристаллической структуры и присутствия в структуре золотых электродов, очень мал. Заметные потери ($\text{tg } \delta \sim 0.05$) возникают ниже фазового перехода ($T < 200$ К) и обладают сильной частотной дисперсией, которая характеризуется сдвигом максимумов $\text{tg } \delta$ в область высоких температур при увеличении частоты. Приложение сдвигающего электрического поля приводит к снижению величины максимумов $\text{tg } \delta$. Эти диэлектрические потери естественно связать с появлением в пленке сегнетоэлектрической доменной структуры и процессами движения доменных границ в электрическом поле. При $T < 200$ К проявляется частотная зависимость емкости структуры (рис. 1, *a*). Произведение емкости C и потерь $\text{tg } \delta$ дает величину, пропорциональную мнимой части диэлектрической проницаемости пленки ϵ'' . Максимумы температурной зависимости $\epsilon''(T)$ аналогично зависимостям $\text{tg } \delta$ сдвигаются с повышением частоты в область высоких температур.

Сильнозначительный отклик в структурах пленка/ВШС/подложка принципиально отличается от того, который наблюдается при исследовании монокристаллов методом Сойера–Тауэра с использованием плоскопараллельного конденсатора. Хорошо известно, что в последнем случае наиболее широкие петли гистерезиса наблюдаются на самых низких частотах. При увеличении частоты переключающего поля петля сужается и в конце концов исчезает [11]. В исследованных в настоящей работе структурах все происходит наоборот — площадь петли увеличивается с частотой (рис. 4). Очевидно, такое различие связано с геометрией электродов, образующих конденсатор. В случае плоскопараллельного конденсатора насыщенным состоянием сегнетоэлектрика является монодоменное состояние, возникающее при $U_p = U_p^r$ (рис. 7, *a,b*). Оно сохраняется при уменьшении U_E до нуля, поскольку возникающие в конденсаторе поля рассеяния компенсируются зарядами на электродах. При изменении знака U_E происходит переключение поляризации. В этом процессе сначала происходит зарождение доменов с поляризацией противоположного знака, для чего требуется определенная энергия, а затем увеличение их объема происходит путем движения доменных стенок. Ситуация кардинально меняется при переходе к структуре с ВШС. Мы рассмотрим случай одноосного сегнетоэлектрика, полярная ось которого направлена

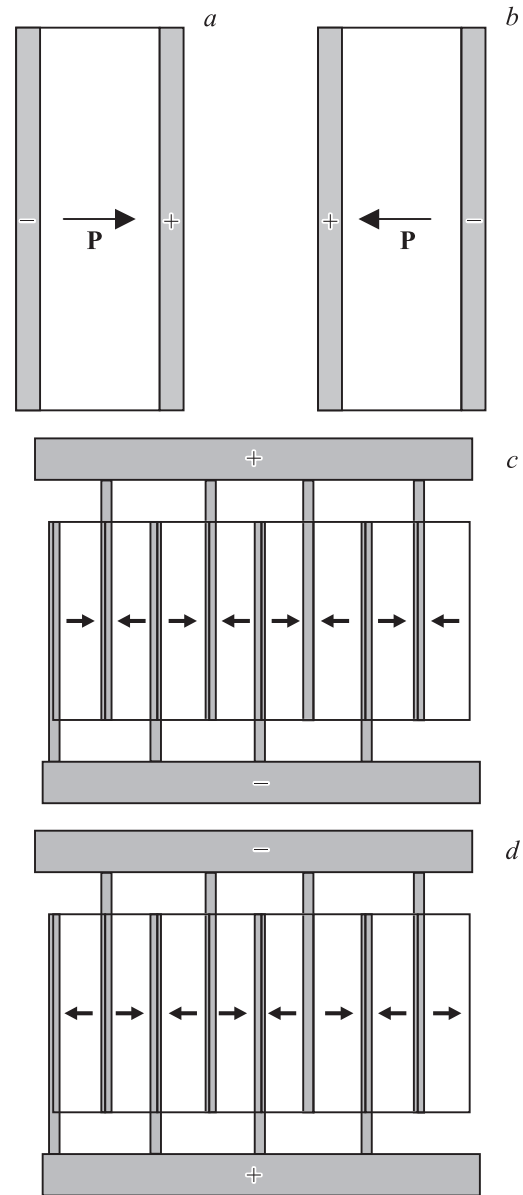


Рис. 7. Схематическое изображение состояний насыщения одноосного сегнетоэлектрика в случае плоскопараллельного конденсатора (*a,b*) и в структуре с ВШП (*c,d*).

перпендикулярно электродам ВШС. В этом случае насыщенным состоянием при $U_E = U_s$ является полидоменная структура, состоящая из встречных полосовых доменов (рис. 7, *c*). При $U_E = -U_s$ возникает полидоменная структура, отличающаяся от первоначальной только направлением поляризации в доменах (рис. 7, *d*). Поскольку насыщенное состояние является полидоменным, переход от одной конфигурации доменов к другой может происходить путем движения доменных границ. Необходимость зарождения доменов с противоположным направлением поляризации при этом отсутствует.

Важно отметить, что появление в сегнетоэлектрике системы полосовых встречных доменов энергетически

невыгодно [12]. Поскольку доменные стенки в этом случае обладают большим электрическим зарядом, в системе возникают очень сильные деполяризующие поля. В структуре с ВШС эти поля могут частично компенсироваться за счет зарядов на электродах ВШС, однако полной компенсации не возникает из-за конечной толщины пленки. В результате в структуре с ВШС при уменьшении U_E система полосовых встречных доменов стремится разрушиться и полностью исчезает при $U_E = 0$. Этот процесс может происходить путем движения доменных стенок. При низкой частоте переключающего поля $U_E (f \sim 0.1)$ kHz доменные стенки успевают за изменениями поля, поэтому экспериментально наблюдаются очень узкие петли диэлектрического гистерезиса. При увеличении частоты из-за того, что скорость движения стенок ограничена, они не успевают за изменениями поля и петля раскрывается. Поскольку стенки между встречными доменами заряжены, их движение в электрическом поле сопровождается переносом заряда. Это аналогично появлению в структуре проводимости, однако в данном случае проводимость определяется не свободными, а связанными носителями зарядами, возникающими только в сегнетоэлектрическом состоянии.

В рассматриваемой модели мы предполагали, что домены с противоположной ориентацией поляризации встречаются на середине электродов ВШС и доменная граница между ними прямая, направленная вдоль электрода (рис. 7, b, c). Следует учитывать, что непосредственно на границе электрод–пленка электрическое поле, создаваемое ВШС, ориентировано нормально к плоскости подложки, поскольку тангенциальная составляющая поля внутри проводящего электрода равна нулю. Тангенциальная компонента поля имеет максимальное значение между электродами. Только слабые тангенциальные поля появляются в областях пленки, находящихся над электродом. Поэтому допущение о прямой границе между встречными доменами является приближением. Тем не менее можно утверждать, что реальная форма доменной границы не играет определяющей роли. Какова бы ни была форма границы или какая бы структура доменов ни образовывалась на электроде, величина заряда, появляющегося в области пленки над электродом, будет той же самой, что и при прямой границе между встречными доменами. Пусть, например, на электроде образовалась зигзагообразная доменная граница. Плотность заряда на прямых участках такой границы будет меньше, чем на стенке, ориентированной вдоль электрода, поскольку поляризации доменов на границе встречаются под некоторым углом. Тем не менее это уменьшение плотности заряда будет компенсироваться за счет увеличения общей длины доменной границы.

Для переключения от одной полосовой структуры встречных доменов к другой только путем движения доменных границ необходимо, чтобы пленка была монокристаллической или состояла из крупных блоков с размерами,

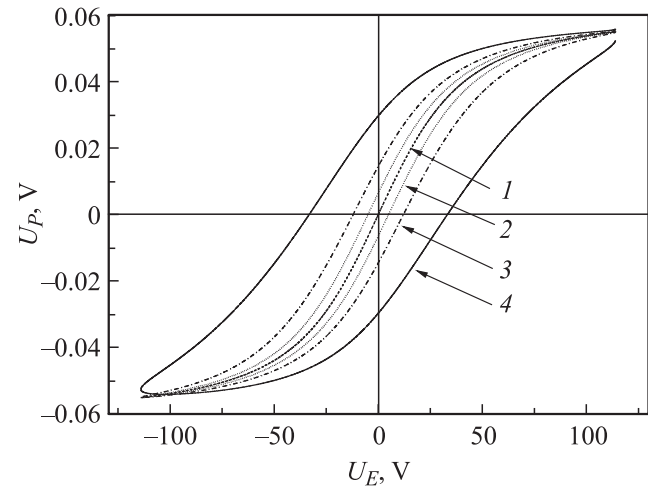


Рис. 8. Аппроксимация безгистерезисной зависимости $U_P(U_E)$ для $T = 192$ К (1) и рассчитанные зависимости $U_P(U_E)$ для частот 260 (2), 660 (3) и 2060 Hz (4) при $\tau = 27$ μ s.

значительно превышающими период ВШС. Действительно, предположим, что сегнетоэлектрическая пленка занимает только те области подложки, которые находятся между электродами ВШС, а на самих электродах пленки нет. Очевидно, что в этом случае мы имеем набор плоскопараллельных конденсаторов, и петли гистерезиса в такой системе будут обладать свойствами, аналогичными тем, которые наблюдаются в плоском конденсаторе. Такая же ситуация будет реализовываться и в пленках, состоящих из блоков, размеры которых сравнимы или меньше периода ВШС, поскольку движение доменных стенок будет ограничено размерами блоков.

Раскрытие петли диэлектрического гистерезиса с повышением частоты можно приближенно описать, зная нелинейную безгистерезисную зависимость $U_P(U_E)$, которая наблюдается на низких частотах, и предполагая, что при скачкообразном изменении поля U_E на ΔU_E в момент времени $t = 0$ величина U_P стремится к своему равновесному значению $U_P(U_E + \Delta U_E)$ по экспоненциальному закону, т. е. $U_P(t) = U_P(U_E) + \Delta U_P [1 - \exp(-t/\tau)]$, где $\Delta U_P = U_P(U_E + \Delta U_E) - U_P(U_E)$, τ — время релаксации. Результаты расчетов петель гистерезиса для различных частот при $T = 192$ К представлены на рис. 8. Безгистерезисная зависимость $U_P(U_E)$ в расчетах аппроксимировалась функцией Ланжевена. Как оказалось, эта функция с хорошей точностью описывает нелинейные зависимости $U_P(U_E)$ на низких частотах при различных температурах.

Расчитанные зависимости $U_P^r(t)$ для различных температур представлены линиями на рис. 6, b. Оценка величины τ из этих расчетов показывает, что при уменьшении температуры величина τ возрастает от $\tau \sim 25$ μ s при $T \sim T_m$ до $\tau \sim 45$ μ s при $T \sim 150$ К.

Следует отметить, что рассматриваемая модель хотя и описывает в основном поведение $U_P^r(f)$ и $U_P^r(T)$, не в состоянии точно описать эти зависимости, в особенности

при низких частотах. В частности, остается открытым вопрос, почему на частотах $f = 60\text{--}120\text{ Hz}$ раскрытие петли происходит при температурах, существенно меньших T_c , в отличие от более высоких частот, при которых оно происходит при $T \sim T_c$ (рис. 8, а). Возможно, это связано с изменением характера движения доменных стенок при повышении частоты.

Таким образом, в настоящей работе показано, что частичное дейтерирование пленок ВРІ приводит к повышению температуры сегнетоэлектрического перехода примерно на 20 К. Пленки ДВРІ могут состоять как из нескольких больших, так и из одного монокристаллического блока. Переход в сегнетоэлектрическое состояние проявляется как в слабо-, так и в сильносигнальном диэлектрическом отклике. Следует отметить необычное поведение петель диэлектрического гистерезиса в структуре пленка/ВШС/подложка, которые раскрываются с повышением частоты. Насколько нам известно, такого поведения петель до настоящего времени не наблюдалось. Различие в частотном поведении петель в случае объемного конденсатора и структуры с ВШС связано с разной доменной структурой, реализующейся в них в насыщающем поле.

Авторы выражают благодарность Г.А. Панковой за выращивание кристаллов ДВРІ и Н.В. Зайцевой за проведение рентгеноструктурного анализа.

Список литературы

- [1] M. Dawber, K.M. Rabe, J.F. Scott. *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1083 (2005).
- [2] S. Ducharme, S.P. Palto, V.M. Fridkin. In: *Ferroelectrics and dielectrics thin film* / Ed. H.S. Nalwa. Academic, San Diego (2002). 545 p.
- [3] К.С. Александров, Б.В. Безносиков. Перовскиты. Настоящее и будущее (многообразие прафаз, фазовые превращения, возможности синтеза новых соединений). Изд-во СО РАН, Новосибирск (2004). 231 с.
- [4] E.V. Balashova, B.B. Krichevstov, V.V. Lemanov. *J. Appl. Phys.* **104**, 126 104 (2008).
- [5] Е.В. Балашова, Б.Б. Кричевцов, В.В. Леманов. *ФТТ* **51**, 525 (2009).
- [6] E.V. Balashova, B.B. Krichevstov, V.V. Lemanov. *Integr. Ferroelectrics* **106**, 29 (2009).
- [7] A.K. Tagantsev, V.O. Sherman, K.F. Astafiev, J. Venkatesh, N. Setter. *J. Electroceram.* **11**, 5 (2003).
- [8] H. Bauch, J. Banys, R. Böttcher, A. Pöpl, G. Völkel, C. Klimm, A. Klöpperpieper. *Ferroelectrics* **163**, 59 (1995).
- [9] J. Albers. *Ferroelectrics* **78**, 3 (1988).
- [10] H. Ebert, S. Lanceros-Mendez, G. Schaack, A. Klöpperpieper. *J. Phys.: Cond. Matter* **7**, 9305 (1995).
- [11] A.K. Tagantsev, L.E. Cross, J. Fousek. *Domains in ferroic crystals and thin films*. Springer, N.Y. (2010). 821 p.
- [12] B.A. Strukov, A.P. Levanyuk. *Ferroelectric phenomena in crystals*. Springer, Berlin (1998). 308 p.