

05;11;12

## Особенности динамики переключения поляризации в тонких пленках цирконата—титаната свинца

© В.М. Мухортов, В.В. Колесников, С.В. Бирюков, Ю.И. Головки, А.И. Мащенко

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН,  
117333 Москва, Россия  
e-mail: muhortov@aaanet.ru

(Поступило в Редакцию 30 июня 2004 г.)

Получены новые экспериментальные данные о динамике переключения поляризации в тонких пленках цирконата—титаната свинца, полученных высокочастотным распылением. Исследованы частотные и амплитудные зависимости площади петель гистерезиса и коэрцитивного поля. Показано, что в области инфранизких частот существует критическая частота, в окрестности которой происходит скачкообразное изменение формы петель гистерезиса, дается теоретический анализ связанных с этим проблем.

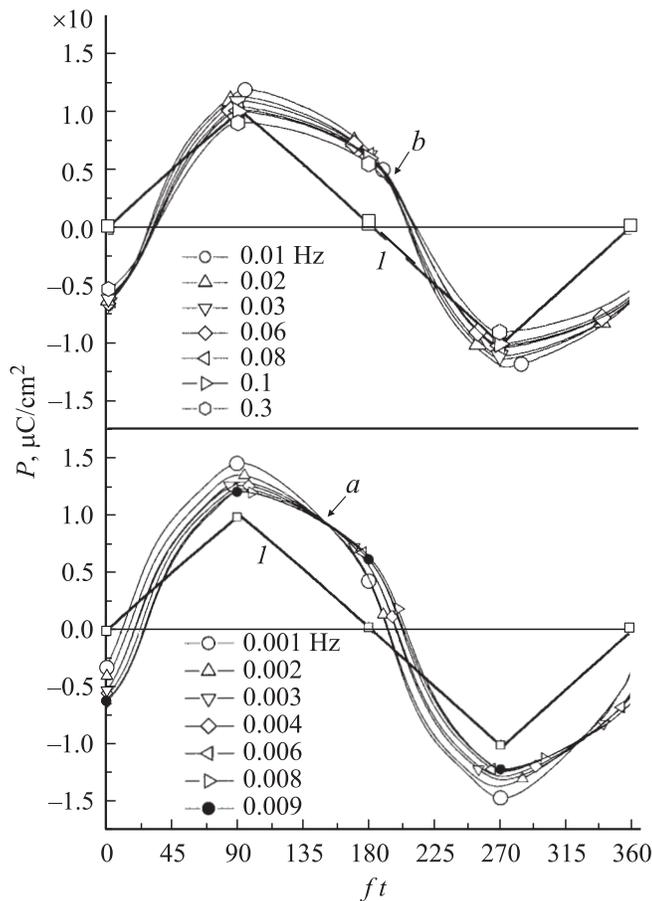
### Введение

В последнее время интенсивные исследования особенностей переключения поляризации в тонких сегнетоэлектрических пленках обусловлены попытками их применения в энергонезависимых устройствах памяти [1,2], микроэлектромеханических системах [3,4], оптических высокочастотных модуляторах [5] и управляемых устройствах для сверхвысокочастотного диапазона [6–8]. Жесткие требования, предъявляемые к параметрам этих устройств, стимулируют в свою очередь попытки более детального понимания процессов переключения поляризации и разработку адекватных этим требованиям теоретических моделей и подходов. В плане практических применений это в первую очередь относится к частотным зависимостям процесса переключения, на исследовании которых было сосредоточено основное внимание в этой области в последние годы. В результате был обнаружен ряд принципиальных физических эффектов, в частности касающихся частотных зависимостей площади петель диэлектрического гистерезиса  $A$  и коэрцитивного поля  $E_c$  в области низких и инфранизких частот [9–13]. Здесь, как показали численные расчеты, величины  $A$  и  $E_c$  как функции частоты  $f$  внешнего электрического поля имеют степенную особенность. Подобная ситуация должна иметь место как в магнетиках, так и в сегнетоэлектриках, хотя в настоящее время эти особенности наиболее детально исследованы лишь для магнетиков [9–13]. С ростом частоты площадь петель гистерезиса в тонких магнитных пленках проходит через максимум, приводя при высоких частотах к „схлопыванию“ петель. Этот эффект, в частности, наблюдался для сегнетоэлектрических пленок [14]. Объяснение его физической природы важно не только с точки зрения практических приложений, но и является серьезным фундаментальным аспектом проблемы переключения поляризации и гистерезисных явлений. В настоящей работе получены новые экспериментальные результаты указанных особенностей амплитудно-частотной зависимости петель гистерезиса сегнетоэлектрических пленок, дается также теоретический анализ полученных результатов.

### Эксперимент

Тонкие пленки  $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.53}\text{Ti}_{0.47})\text{O}_3$  (PZT) толщиной  $\sim 3 \mu\text{m}$  были получены реактивным высокочастотным распылением стехиометрической мишени. Более подробно технологические особенности изготовления этих образцов описаны в [15,16]. Здесь отметим, что синтез и кристаллизация исследуемых пленок осуществлялись непосредственно в процессе их осаждения. Это обеспечивалось применением высокого давления кислорода в камере (0.7 Torr) и плотности плазмы с концентрацией электронов  $n_e > 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Температура металлической подложки  $650^\circ\text{C}$  была достаточной для обеспечения кристаллизации пленки в поликристаллическом состоянии на подложке из нержавеющей стали (1X18H9T) толщиной  $40 \mu\text{m}$ . Верхние электроды площадью  $1 \text{ mm}^2$  были изготовлены из алюминия с подслоем ванадия. Данные рентгеноструктурного анализа свидетельствовали об отсутствии посторонних структурных фаз в пленках, а параметр кристаллической решетки  $c$  был равен  $0.4057 \text{ nm}$ . Для исследования динамики переключения при различных амплитудах переменного пилообразного поля (от 0.5 до  $300 \text{ kV/cm}$ ) в диапазоне частот  $10^{-3} - 10^4 \text{ Hz}$  была использована модифицированная методика Сойера—Тауэра. Для обеспечения высокого входного сопротивления, необходимого для работы на инфранизких частотах, сигнал с эталонного конденсатора ( $C_0 = 1.0 \mu\text{F}$ ) подавался на согласующий усилитель с высоким входным сопротивлением и единичным коэффициентом усиления, выполненным на операционном усилителе AD743. Усилитель включался по неинвертирующей схеме с входным сопротивлением  $250 \text{ M}\Omega$ .

Сигнал воздействия с генератора через делитель напряжения и сигнал поляризации, снимаемый с эталонного конденсатора через усилитель, подавались на два независимых аналого-цифровых канала платы сбора данных. При частоте поля воздействия  $< 5 \text{ Hz}$  использовалась плата „Advantech“ PCL-812, а при частоте  $> 5 \text{ Hz}$  — LA-1.5PCI-14 с временами преобразования сигнала до  $10 \mu\text{s}$  и  $1 \text{ ns}$  соответственно. Для независимого ввода и оцифровки сигналов с входов АЦП применялись два отдельных потока в программной реализации



**Рис. 1.** Изменение формы поляризации в  $t$ -представлении для различных частот:  $a$  — низкочастотная область,  $b$  — высокочастотная область,  $I$  — поле воздействия.

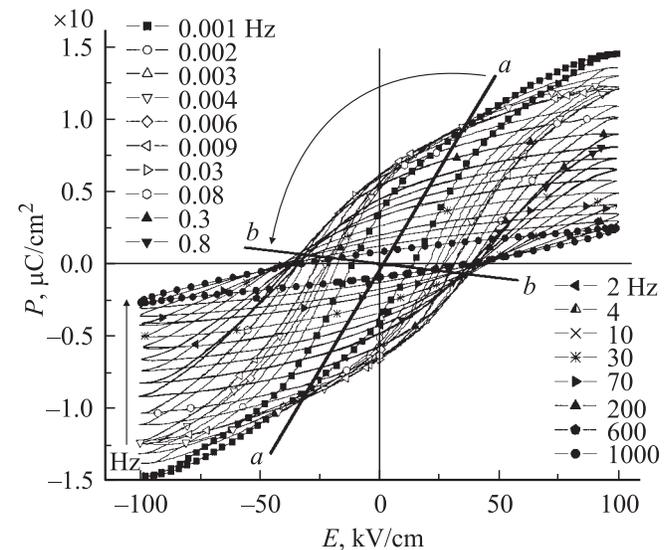
драйвера платы сбора данных. Это позволяло проводить независимо измерения как полевого воздействия, так и поляризационного сигнала от времени.

Такая модификация методики Сойлера–Тауэра позволила обнаружить интересную особенность в частотной зависимости сдвига фазы  $\Delta\phi$  поляризационного отклика  $P$  относительно внешнего поля  $E$ . Она иллюстрируется на рис. 1, где приведен поляризационный отклик пленки цирконата–титаната свинца от времени на внешнее пилообразное напряжение (на рисунке принята безразмерная шкала времени  $\theta = f \cdot t$ ). Видно, что для частот меньше либо больше критической частоты  $f_c = 0.0085$  Hz на плоскости  $(P-\theta)$  существуют неподвижные точки  $a$  либо  $b$  (рис. 1). При переходе из одного диапазона частот в другой происходит практически скачкообразное изменение положения неподвижной точки в полосе частот  $\Delta f = 0.0005$  Hz.

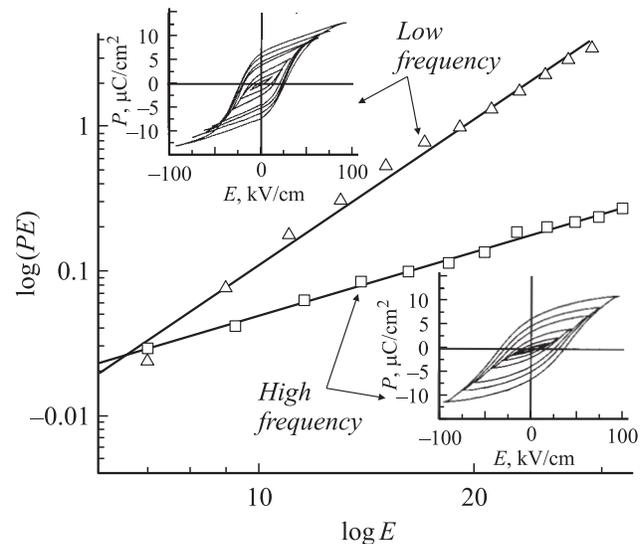
Наличие критической частоты  $f_c$  в процессе переключения поляризации проявляется и в характере изменения формы петель диэлектрического гистерезиса в зависимости от частоты (рис. 2) аналогично ситуации, описанной в связи с рис. 1. Здесь в каждом из частотных диапазонов  $f < f_c$  либо  $f > f_c$  изменение

формы петель происходит таким образом, что на плоскости  $(P-E)$  существует по две неподвижные точки, симметричные относительно начала координат (на рис. 2 они соединены прямыми  $a-a$  и  $b-b$ ). При переходе из одного частотного диапазона в другой происходит скачкообразное изменение положения указанных выше прямых.

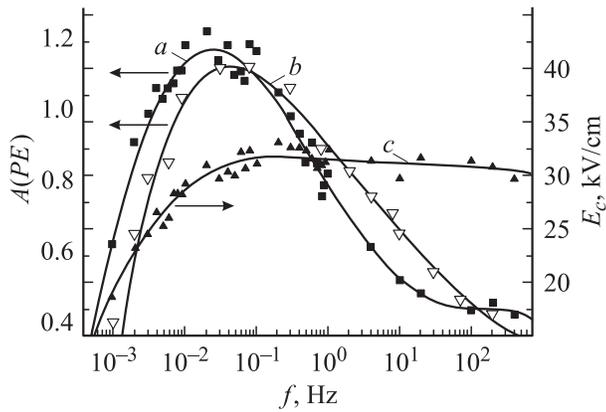
На рис. 3 показан характер изменения формы петель гистерезиса при изменении амплитуды внешнего поля на частоте  $f = 0.005$  Hz  $< f_c$  и  $f = 8.4$  Hz  $> f_c$ . Площадь петель  $A(f, E)$  как функция амплитуды внешнего поля  $E$  в исследованной области частот монотонно возрастает и хорошо аппроксимируется степенной зависимостью  $A = bE^s$  (рис. 3). Причем показатель  $s$  претерпевает



**Рис. 2.** Петли диэлектрического гистерезиса для различных частот.



**Рис. 3.** Изменение площади и формы диэлектрического гистерезиса от внешнего электрического поля для области низких частот (0.005 Hz) и высокочастотной области (8.4 Hz).



**Рис. 4.** Зависимость площади петли диэлектрического гистерезиса от частоты: *a* — при внешнем поле 54 kV/cm, *b* — 96 kV/cm, *c* — зависимость коэрцитивного поля от частоты при внешнем поле 96 kV/cm.

скачок при переходе через  $f_c$ , изменяясь от  $s = 2.15$  в области  $f < f_c$  до  $s = 1.49$  при  $f > f_c$ , оставаясь с точностью до погрешности измерений постоянным в каждой из этих областей.

Результаты измерений площади петель гистерезиса и коэрцитивного поля  $E_c$  от частоты для двух значений амплитуды внешнего поля показаны на рис. 4. Полученные зависимости  $A(f)$  при некоторой частоте  $f_m$  имеют максимум, аналогичная ситуация имеет место и в магнетиках [10–13]. Уменьшение амплитуды внешнего поля приводило к смещению  $f_m$  в область меньших частот, приближаясь к  $f_c$ . Остаточная поляризация с уменьшением частоты увеличивается, а коэрцитивное поле уменьшается, стремясь к значению  $E_c = 5$  kV/cm. Зависимость величины  $E_c$  от частоты имеет пологий максимум при частоте, несколько большей  $f_m$ . При уменьшении амплитуды внешнего поля максимальное значение  $E_c$  также смещается в область меньших частот.

## Теоретический анализ и обсуждение результатов

Для анализа описанных выше особенностей рассмотрим некоторые теоретические аспекты возникающих в этой связи проблем, акцентируя основное внимание на физической стороне дела. Согласно существующим в настоящее время представлениям, процесс переключения поляризации в сегнетоэлектриках относится к инициированному внешним электрическим полем  $E$  фазовому переходу первого рода, в результате которого происходит изменение объема двух фаз, отвечающих различным направлениям поляризации [17–21]. Величина поля  $E$  играет роль переохлаждения либо пересыщения для обычных фазовых переходов первого рода, критической же точкой для процесса переключения в этом случае является коэрцитивное поле  $E_c$ . Поэтому для описания гистерезисных эффектов в сегнетоэлектриках традиционно используются теоретические модели, основанные

на классической теории зародышеобразования [20] типа теории Колмогорова–Аврами [1,17–19] и современных ее вариантов [17–19]. Однако использование этих подходов при анализе процессов переключения при  $|E| > E_c$  не совсем правомерно. Величина  $E$  при циклическом переключении с частотой  $f$  проходит через две области: при  $|E| < E_c$  — это двухфазная область, где происходят возникновение и рост зародышей новой фазы, и область, где  $|E| > E_c$ , когда зародышей как стационарных образований быть не может. В последнем случае фаза с исходным направлением поляризации абсолютно неустойчива, а эволюция зародышей, возникших на первой стадии, формирует в этой области значений  $E$  сложное пространственно неоднородное состояние системы, вид которого должен зависеть от соотношения частоты  $f$  внешнего поля и характерных времен релаксации поляризации в сегнетоэлектрике. В связи с этим в ряде работ [10–14] для магнетиков предложен более общий подход к описанию гистерезисных явлений.

Интерпретация полученных в работах [10–14] численных результатов основана на теории масштабной динамической инвариантности [21], в равной степени применимой как к магнетикам, так и к сегнетоэлектрикам. Согласно этой теории, поведение физических характеристик системы, испытывающей фазовый переход, должно иметь в зависимости от частоты и амплитуды внешнего поля степенные особенности в окрестности критических точек. Соответствующие показатели степени носят название критических индексов. Важным для нас следствием из этой модели является существование эффекта замедления фазового перехода вблизи критической точки  $E_c$ , что позволяет оценить характерное время релаксации поляризации в зависимости от величины поля. Проиллюстрируем этот эффект на примере чисто динамического подхода (в отсутствие флуктуаций), предложенного в работе [21] для описания процессов переключения в сегнетоэлектриках. В случае пространственно однородного состояния и постоянного электрического поля  $E > E_c$  характерное время релаксации  $\tau_s \sim \tau_0 \cdot (E - E_c)^{-\beta}$  при  $\beta = 0.5$ . В двухфазной области, где  $E < E_c$ , характерное время определяется временем эволюции зародыша с новым направлением поляризации, в этом случае  $\tau_s \sim \tau_0 \cdot (E_c - E)^{-\beta}$  с тем же значением  $\beta = 0.5$ . Оба выражения для  $\tau_s$  можно объединить, записав

$$\tau_s \sim \tau_0 \cdot |E - E_c|^{-\beta}, \quad (1)$$

$\tau_0 = \text{const}$ , не зависящая от величины поля  $E$ .

Наличие особенности в этом выражении при  $E = E_c$  (для  $1/\tau_s$  она имеет вид клюва) приводит к резкому росту времени релаксации поляризации  $\tau_s$  в окрестности  $E_c$  — это и есть указанный выше эффект критического замедления переключения поляризации. Процесс переключения при этом характеризуется безразмерным параметром  $\eta = f \cdot \tau_s(E)$ , зависящим как от частоты  $f$ , так и от величины поля  $E$ . Ввиду того что параметр  $\tau_0$

в выражении (1) не зависит от поля  $E$ , его можно определить из независимых от процесса переключения экспериментов по линейному отклику, например из данных по частотной дисперсии диэлектрической проницаемости. Следствием эффекта критического замедления является наличие степенной особенности в частотных зависимостях наблюдаемого значения коэрцитивного поля в области низких частот  $\eta = f \cdot \tau_s \ll 1$

$$\Delta E_c \sim f^\gamma. \quad (2)$$

В этом выражении  $\Delta E_c$  определяет изменение коэрцитивного поля относительно его статического значения  $E_c$ , определяемого уравнением состояния сегнетоэлектрика [21]. В отсутствие флуктуаций величина  $\gamma = 2/3$ ; таким же значением показателя степени в этом случае определяется и поведение площади петли  $A$  от частоты [22]. При низких частотах из соотношения (2) следует, что в окрестности  $E_c$  петля гистерезиса должна иметь близкий к вертикальному участок, приводящий к острому максимуму тока переключения и прямоугольным петлям, экспериментально наблюдаемым, в частности, для монокристаллов титаната бария [23].

Однако известно, что в окрестности критической точки наряду с нелинейностью важную роль играют флуктуации как термические, так и статические пространственные неоднородности электрического поля и поляризации, которые существуют, к примеру, в поликристаллических образцах. Их учет должен приводить к размытию, сглаживанию особенностей типа (1) и к изменению величины критических индексов. Так, из численных расчетов для магнетиков [10–14], учитывающих флуктуации, следует, что характерное время переключения  $\tau_s$  также описывается выражением типа (1), но с  $\beta = 1$ , отвечающее экспериментальной зависимости для скорости спиновой релаксации.

При обработке результатов расчетов частотных зависимостей площади  $A$  петель гистерезиса в работах [12–14] использована скэйлинг-функция  $W(\eta)$ , связанная с величиной  $A$  следующими соотношениями:

$$A = A_0 \cdot \tau_0 / \tau_s \cdot W(\eta), \quad (3)$$

$$\eta = f \tau_s, \quad \tau_s = \tau_0 \cdot C / E^\beta, \quad (4)$$

где  $A_0$  и  $C$  — константы с асимптотическим поведением  $W \sim \eta^\alpha$  с  $\alpha = 1/3$  и  $\beta = 1$  в области низких ( $\eta \ll 1$ ) и  $W \sim \eta^{-1}$  — в области высоких частот ( $\eta \gg 1$ ).

В выражениях (3) и (4)  $E$  — амплитуда внешнего поля, а величина  $\tau_s = \tau_0 \cdot C / E$  в плане применения выражения (3) к сегнетоэлектрикам определяет характерное время релаксации поляризации, которое отвечает выражению (1) при  $\beta = 1$  и полям, заметно превышающим  $E_c$ . Как следует из численных расчетов, константа  $C$  оказывается очень большой  $C \sim 10^4 - 10^5$  (амплитуда  $E$  нормирована на коэрцитивное поле  $E_c$ ), а  $\tau_s \gg \tau_0$ , что является следствием обсуждавшегося выше эффекта критического замедления фазового перехода. Из асимптотического поведения скэйлинг-функции  $W(\eta)$  следует,

что амплитудно-частотные зависимости площади петель гистерезиса определяются выражениями

$$A \sim E^{2/3} \cdot f^{1/3}, \quad (5)$$

$$A \sim E^2 / f \quad (6)$$

в области низких и высоких частот соответственно. При низких частотах показатель степени в частотной зависимости площади равен  $\alpha = 0.33$ . Обработка полученных нами экспериментальных зависимостей  $A(f)$  для PZT-пленок приводит к разбросу  $\alpha$  в диапазоне от 0.246 до 0.417 со средним значением, неплохо согласующимся с данными теоретического расчета. В этой области частот, как отмечалось выше, следует ожидать наличия близкого к вертикальному участка в форме петель гистерезиса в окрестности коэрцитивного поля и близких значений показателя степени  $\gamma$  (см. выражение (2)) и  $\alpha \approx 0.33$ , определяющих частотную зависимость коэрцитивного поля и площади петель соответственно. Подобная закономерность действительно приближенно выполняется в ряде экспериментов. Так, по данным работы [24], для твердого раствора танталата стронция и танталата висмута  $\gamma \approx 0.3 - 0.4$ . Однако результаты обработки экспериментов для того же соединения, приведенные в работе [1], дают для показателя  $\gamma$  заметно меньшее значение  $\gamma \approx 0.12$ . Причем в этом случае область „низкочастотного“ степенного роста коэрцитивного поля в зависимости от частоты наблюдается в области 10–100 МГц. Это можно объяснить очень малыми значениями параметра  $\tau_0$  в указанных экспериментах. Предельное значение величины  $\tau_0$  для „идеальной“ электрической цепи, согласно [21], можно оценить выражением  $\tau_0 \sim \epsilon / f_{\text{lat}}$ , в котором  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $f_{\text{lat}}$  — характерная частота колебаний атомов в сегнетоэлектрике. Приняв  $\epsilon \sim 10^2 - 10^4$ ,  $1/f_{\text{lat}} \sim 10^{-12} - 10^{-13}$  с, находим для предельных значений  $\tau_0 \sim 10^{-8} - 10^{-11}$  с. В наших экспериментах значение  $1/\tau_0$  невелико и находится в пределах  $\sim 1 - 10$  кГц, что совместно с эффектом критического замедления приводит к смещению максимума в частотной зависимости  $A(f)$  площади петли гистерезиса в область инфранизких частот. Этим же, возможно, объясняется и нарушение условия  $\gamma \approx \alpha \approx 0.33$  в наших экспериментах: значение показателя  $\gamma$  в частотной зависимости коэрцитивного поля заметно меньше и составляет  $\gamma \sim 0.17$  при  $f < 0.02$  Нз. Другими словами, ввиду больших значений параметра  $\tau_0$  условие малых частот  $\eta = f \cdot \tau_s \ll 1$ , строго говоря, не выполняется. На это же, в частности, указывает и отсутствие вертикального участка в окрестности  $E_c$  на петлях гистерезиса, хотя нельзя исключить влияния на эти эффекты пространственных неоднородностей поля в тонких поликристаллических пленках. Эти вопросы в настоящее время нами уточняются.

Согласно зависимостям (5) и (6), резкий рост площади петли гистерезиса при низких частотах в области высоких частот сменяется ее уменьшением по

закону  $A \sim E^2/f$ , величина  $A$  при этом проходит через максимум, положение которого зависит от амплитуды поля  $E$ . Следует отметить, что максимум в зависимости площади эллипса потерь от частоты возникает и для линейных диэлектриков, однако между этими случаями есть принципиальная разница, касающаяся характера зависимостей  $A(f)$ : в то время как для сегнетоэлектриков и ферромагнетиков при малых частотах  $A(f)$  имеет степенную особенность  $A(f) \sim f^\alpha$  ( $\alpha < 1$ ), для линейных диэлектриков наблюдается простой линейный рост от частоты  $A(f) \sim f$ . Физически это связано с тем, что в линейных системах нет эффектов типа критического замедления. Наряду с этим в нелинейных системах переход из области низких частот (область критического замедления) в область высоких частот (область квазилинейного поведения) сопровождается принципиально новым эффектом и проявляется в качественных изменениях формы предельных циклов на плоскости  $P-E$  (в эксперименте им отвечают петли гистерезиса): если при низких частотах существует лишь один устойчивый цикл, охватывающий начало координат, то с ростом частоты выше некоторого ее критического значения возникают два цикла, расположенных в верхней и нижней полуплоскостях и охватывающих устойчивые точки  $+P_S$  и  $-P_S$  ( $P_S$  — спонтанная поляризация). Эффект подобного типа наблюдался экспериментально для магнитных пленок  $Co$  на медной подложке [25,26] и в ряде теоретических работ связывался с динамическим фазовым переходом [27,28]. Хотя основные исследования его характера и физической природы относятся к магнетикам, указанный эффект должен иметь место и в сегнетоэлектриках. На это, в частности, указывает анализ изменений характера предельных циклов с ростом частоты в простых динамических моделях сегнетоэлектриков [21] и магнетиков [27,28], в которых учитывается лишь нелинейность уравнения состояния твердого тела (в отсутствие флуктуаций). В пользу того, что с ростом частоты, превышающей некоторое критическое значение, в сегнетоэлектрике может происходить качественное изменение механизма переключения поляризации, говорят, в частности, наблюдаемые нами скачкообразные изменения в форме петель гистерезиса (неподвижные точки на рис. 1 и 3). Однако выяснение физической природы описанных выше эффектов, а также влияния на них нелинейности уравнений движения и флуктуаций требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Такой же вывод следует и из сравнения теоретических и экспериментальных зависимостей  $A \sim E^s$  площади петель гистерезиса от амплитуды поля. Из выражений (3) и (4) для них следует ожидать степенной зависимости типа  $A \sim E^s$  с сильно различающимися показателями степени  $s \approx 0.67$  и  $2$  в области низких и высоких частот соответственно. Обработка данных наших экспериментов также приводит к заметным изменениям величины  $s$  от  $2.15$  при  $f < f_c$  до  $1.49$  при  $f > f_c$  (рис. 2), но в эксперименте возникает качественно иной характер изменения  $s$ : меньшим частотам отвечает большее значение показателя. Однако более важным является его

скачкообразное изменение при переходе через критическое значение частоты  $f_c = 0.0085$  Hz, слева и справа от которой он остается практически постоянным. Подобного поведения физических характеристик процесса переключения поляризации следовало бы ожидать исходя из описанной гипотезы динамического фазового перехода. Но для ответа на возникающие в связи с этим вопросы необходим, как уже отмечалось выше, более глубокий анализ физической природы гистерезисных явлений.

## Выводы

Основные результаты, полученные в настоящей работе, можно сформулировать в виде следующих положений.

1. Зависимость от частоты площади  $A$  петель гистерезиса (потери за цикл) характеризуется резким ростом в области инфранизких частот  $f < 10^{-2}$  Hz, который с ростом частоты сменяется пологим спадом. Максимум в зависимостях  $A(f)$  при разных амплитудах внешнего поля находится в окрестности  $f_m \sim 0.08$  Hz.

2. При некоторой критической частоте  $f_c \sim f_m$  наблюдаются скачкообразные изменения динамики частотных зависимостей формы петель гистерезиса.

3. Сравнительный теоретический анализ гистерезисных эффектов в магнетиках и сегнетоэлектриках с позиций теории динамического скэйлинга показывает, что наблюдаемый резкий рост площади петель в области инфранизких частот обусловлен эффектом критического замедления процесса переключения поляризации, приводящим к степенной особенности в зависимости  $A(f) \sim f^\alpha$ . Экспериментальная величина показателя качественно согласуется с его теоретическим значением  $\alpha \approx 0.33$ . Переход из области низких частот к высоким должен сопровождаться качественным изменением формы петель гистерезиса, приводящим к их „схлопыванию“. Этот эффект в ряде работ связывается с динамическим фазовым переходом. Наблюдаемые нами скачкообразные изменения в частотных зависимостях формы петель гистерезиса вблизи критической частоты  $f_c$  могут быть связаны с этим явлением. Однако эти исследования в настоящее время находятся в начальной стадии.

## Список литературы

- [1] Scott J.F. // *Ferroelectrics Review*. 1998. Vol. 1. P. 1–129.
- [2] Shimada Y., Nakao K., Inoue A. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 71. N 17. P. 2538–2540.
- [3] De Araujo C.A.-P., Cuchiaro J.D., McMillan L.D. et al. // *Nature*. 1995. Vol. 374. P. 627–629.
- [4] Scott J.F., Araujo C.A. // *Science*. 1989. Vol. 246. P. 1400–1405.
- [5] Gill D.M., Conrad C.W., Ford G. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol. 71. N 13. P. 1783–1785.
- [6] Padmini P., Taylor T.R., Lefevre M.J. et al. // *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 75. N 19. P. 3186–3188.

- [7] *Vendik O.G., Hollmann E.K., Kozyrev A.B.* et al. // J. Superconductivity. 1999. Vol. 12. N 2. P. 145–152.
- [8] *Vendik O.G., Mironenko I.G., Ter-Martirosyan L.T.* // J. Phys. 1972. Vol. 33. N 4. P. 277–279.
- [9] *Scott J.F.* Thin Film Ferroelectric Materials and Devices. Boston: Kluwer, 1997. P. 115, 145–151.
- [10] *Rao M., Krishnamurthy H.R., Pandit R.* // Phys. Rev. B: Condens. Matter. 1990. Vol. 42. N 1. P. 856–861.
- [11] *Rao M., Pandit R.* // Phys. Rev. 1991. Vol. B43. N 4. P. 3373–3381.
- [12] *Liu J.-M., Li H.P., Ong C.K.* et al. // J. Appl. Phys. 1999. Vol. 86. N 9. P. 5198–5202.
- [13] *Liu J.-M., Chan H.L., C.L.* et al. // Phys. Rev. 2001. Vol. B65. P. 1–9.
- [14] *Liu J.-M., Li Q.C., Wang W.M.* et al. // Condens. Matter. 2001. Vol. 13. P. L153–L161.
- [15] *Мухортов В.М., Головки Ю.И., Толмачев Г.Н.* и др. // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 12. С. 87–91.
- [16] *Mukhortov V.M., Golovko Yu.I., Tolmachev G.N.* et al. // Ferroelectrics. 2000. Vol. 247. N 1–3. P. 75–83.
- [17] *Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 1. С. 80–87.
- [18] *Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 1. С. 88–93.
- [19] *Захаров М.А., Кукушкин С.А., Осипов А.В.* // ФТТ. 2004. Т. 46. Вып. 7. С. 1238–1245.
- [20] *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. С. 736.
- [21] *Колесников В.В., Козаков А.Т., Никольский А.В.* // ФТТ. 2000. Т. 42. Вып. 1. С. 141–146.
- [22] *Goldsztein G.H., Broner F., Strogatz S.H.* // J. Appl. Math. 1997. Vol. 57. N 4. P. 1163–1187.
- [23] *Смоленский Г.А., Боков В.А., Исупов В.А.* и др. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М.: Наука, 1971. С. 476.
- [24] *Kuhn C., Hoingschmid H., Kowarik O.* et al. // Inter. Symposium on the Application of Ferroelectrics. Honolulu (USA), 2000.
- [25] *Jiang Q., Yang H.-N., Wang G.-C.* // Phys. Rev. 1995. Vol. B52. N 20. P. 14911–14916.
- [26] *Jiang Q., Yang H.-N., Wang G.-C.* // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 79. N 8. P. 5122–5124.
- [27] *Sides S.W., Rikvold P.A., Novotny M.A.* // Phys. Rev. 1999. Vol. E59. N 3. P. 2710–2729.
- [28] *Tome T., de Oliveira M.J.* // Phys. Rev. 1990. Vol. A41. N 8. P. 4251–4254.