

Особенности сегнетоэлектрических свойств кристаллов

 $\text{Sr}_{0.75}\text{Ba}_{0.25}\text{Nb}_2\text{O}_6$

© В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк, Д.В. Исаков, Е.С. Иванова

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук,
119333 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 9 апреля 2003 г.)

Приводятся результаты измерения диэлектрических свойств кристалла ниобата стронция-бария с концентрацией стронция 0.75, имеющего самую большую степень размытия сегнетоэлектрического фазового перехода. Показано, что петли диэлектрического гистерезиса и релаксация поляризации имеют ярко выраженные особенности, характерные для кристаллов со структурным беспорядком и широким распределением случайного внутреннего электрического поля. Измерения проведены в постоянных, медленно изменяющихся (квазистатических) и импульсных электрических полях. На основе экспериментальных данных построена функция распределения коэрцитивного поля в объеме кристалла.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-16823) и INTAS (N 01-0173).

Кристаллы оксидных твердых растворов с перовскитоподобной структурой (общая формула ABO_3) [1–4] являются существенно неоднородными материалами со структурным беспорядком, обнаруживающими необычные сегнетоэлектрические свойства. Такие кристаллы получили название релаксорных сегнетоэлектриков (релаксоров). В частности, в кристаллах $\text{Sr}_x\text{B}_{1-x}\text{Nb}_2\text{O}_6$ ($\text{SBN-}x$) со структурой вольфрамовой бронзы, являющихся предметом исследования данной работы, структурный беспорядок обусловлен незаполненностью 1/6 катионных позиций А [2,3], причем степень беспорядка определяется характером заполнения пятиугольного структурного канала А2 ионами Ва и Sr [5]. Вследствие структурного беспорядка возникают неоднородная деформация и внутренние электрические поля в объеме кристалла, которые приводят к понижению локальной симметрии и превращению симметричной двухминимумной функции локальной свободной энергии от поляризации в несимметричную со случайным распределением параметров этой функции по объему кристалла [4]. В результате этого, как было показано на примере кристаллов SBN различных составов [6–8], петли диэлектрического гистерезиса имеют аномальный вид с незамкнутыми и неповторяющимися первыми циклами переполяризации и четкими признаками отсутствия однозначного коэрцитивного поля. Степень размытия фазового перехода и релаксорные свойства SBN контролируются химическим составом. При увеличении содержания Sr [2,3] и легировании примесями редкоземельных элементов [9] температура максимума диэлектрической проницаемости значительно снижается, степень размытия фазового перехода увеличивается и характерные для релаксоров свойства становятся более выраженными.

Цель настоящей работы состоит в исследовании поляризационных процессов в релаксорном сегнетоэлектрике SBN-0.75. Имеется значительное число работ, посвященных поведению различных свойств, в частности дисперсионных характеристик диэлектрической

проницаемости SBN-0.75, в области фазового перехода (см., например, [10]). Это предпочтительное направление исследований обусловлено наибольшей степенью размытия фазового перехода и наиболее выраженными релаксорными свойствами этого состава среди всех составов SBN. Именно в SBN-0.75 были обнаружены нанодомены [11], специфичные, как известно, для сегнетоэлектриков-релаксоров. Поляризационные процессы (кинетика поляризации, квазистатические петли диэлектрического гистерезиса), исследования которых в других составах выявили ряд особенностей, характерных для релаксоров [6–8], в SBN-0.75 не изучались.

Исследования поляризационных процессов в SBN-0.75 в данной работе проведены в различных полевых режимах: при приложении постоянных, медленно изменяющихся (квазистатических) и импульсных электрических полей. Измерения в постоянных и квазистатических полях позволяют получить отклик наиболее долгоживущих метастабильных состояний кристалла и значения поляризации, наиболее близкие к термодинамически равновесным. Методика эксперимента, использованная в предыдущих работах [6,7], давала возможность исследовать медленную часть кинетики поляризации при временах более 15 с. Расширение числа методик в настоящей работе позволило регистрировать также кинетику быстрой стадии процесса.

1. Методика эксперимента

Изменение поляризации в постоянных и квазистатических полях регистрировалось с помощью равноплечего электрометрического моста, в одно плечо которого включались исследуемый образец и источник поляризующего напряжения V , в другое — эталонная емкость C и источник компенсирующего напряжения u , в диагональ — электрометр В 7-29, являющийся нуль-индикатором при балансировке моста. Компенса-

ция напряжения в диагонали проводилась автоматически программным способом на персональном компьютере IBM-PC и периферийных управляемых блоках. Максимальная чувствительность моста по напряжению составляла $20\mu\text{V}$, по заряду — $2 \cdot 10^{-9}\mu\text{C}$ ($C = 10\text{pF}$). Воспроизводимое на мониторе компенсирующее напряжение v , время t , напряженность поля $E = V/d$ и поляризация P связаны зависимостью $v(t) = SP(t)/C + Est/\rho C$, где S — площадь электродов образца, ρ — удельное электросопротивление образца. После оценки наименьшего возможного значения ρ на больших временах, когда релаксация поляризации P практически останавливается и зависимость $v(t)$ представляет собой прямую линию ($v(t) = Est/\rho C$), рассчитывалась поляризация P . При большом электросопротивлении ρ , когда электропроводностью можно пренебречь, с достаточно высокой точностью $P(t) = Cv(t)/S$. При любых измерениях поляризации SBN-0.75 поправки на электропроводность учитывались. Подробное описание автоматического моста для электрометрического измерения поляризации приводится в [12,13]. Измерение поляризации проводилось при двух режимах изменения электрического поля: измерение релаксации поляризации при включении и выключении постоянного поля (процессы поляризации и деполяризации) и измерение поляризации при медленном периодическом изменении поля (квазистатистические петли диэлектрического гистерезиса). Быстрая часть релаксации поляризации определялась при приложении импульсных полей путем измерения токов переключения по методике Мерца [2]. Использовались импульсные поля с фронтом нарастания не более $25 \cdot 10^{-9}\text{ s}$ и длительностью от $3 \cdot 10^{-4}$ до 10 s ; предел напряженности поля составлял $10\text{--}12\text{ kV/cm}$. Сигнал регистрировался с помощью высокочастотной платы АЦП, интегрированной в IBM-PC; зависимость тока $i(t)$ поляризации (переключения) от времени воспроизводилась на мониторе в режиме реального времени. Максимальное разрешение сигнала составляло $2 \cdot 10^{-8}\text{ s}$. Измерение диэлектрической проницаемости проводилось стандартным мостовым методом на частоте 1 kHz . Образец для исследований представлял собой прямоугольную пластину размером $3 \times 3 \times 0.5\text{ mm}$, большие грани которой перпендикулярны оси Z . Электроды на эти грани наносились электропроводящей серебряной пастой.

Сегнетоэлектрические характеристики исследуемых кристаллов представлены на рис. 1 и 2. На рис. 1 приведены температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ_{33} кристаллов SBN-0.75 и SBN-0.61. Значительная степень размытия $\epsilon_{33}(T)$ в SBN-0.75 согласуется с данными [2,3,10]. На рис. 2 показано изменение поляризации с температурой кристалла SBN-0.75, измеренное в нулевом электрическом поле (пироэлектрический эффект), которое обнаруживается в широкой области температур, включающей максимум диэлектрической проницаемости, благодаря нескомпенсированности суммарной поляризации образца (униполярности). Видно, что поляризация растет при охлаждении почти

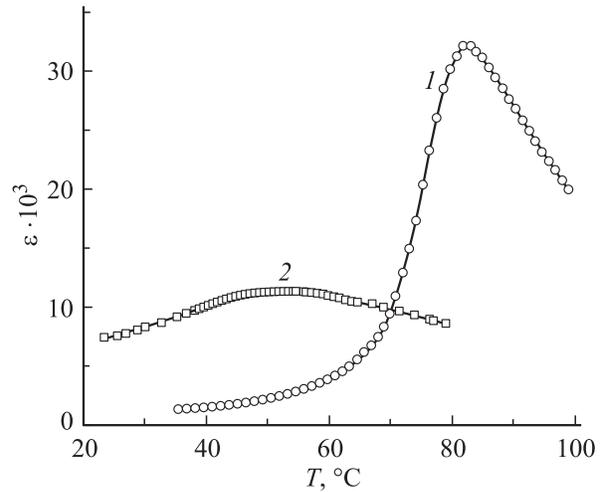


Рис. 1. Температурные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ кристаллов SBN-0.61 (1) и SBN-0.75 (2).

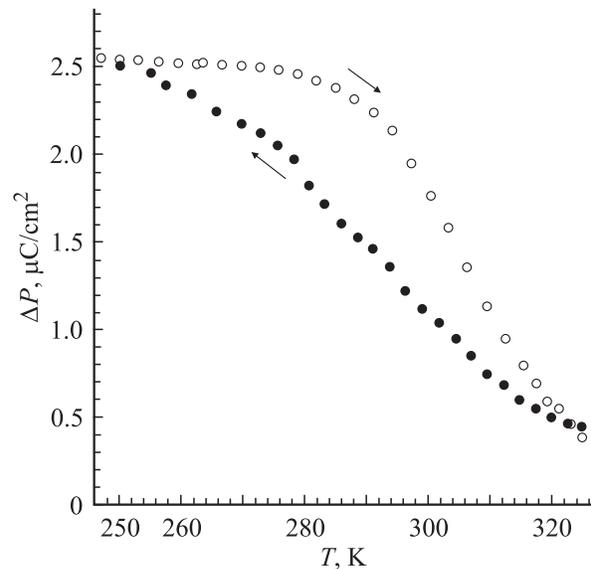


Рис. 2. Изменение поляризации ΔP кристалла SBN-0.75 с температурой в нулевом электрическом поле.

линейно с температурой, пироэлектрический коэффициент является константой и не имеет заметных аномалий; кроме того, существует отчетливо выраженный температурный гистерезис. Пироэлектрический коэффициент составляет $0.04\mu\text{C/K}$.

2. Результаты и обсуждение

Напомним, что в обычных однородных сегнетоэлектриках, удовлетворительно описываемых феноменологической теорией Ландау–Гинзбурга–Девоншира [1,2], свободная энергия $F = \alpha_0(T - \Theta)P^2/2 + \beta P^4/4$ в полярной фазе при $T < \Theta$ имеет вид двухминимумной функции поляризации P , где α_0 и β — константы;

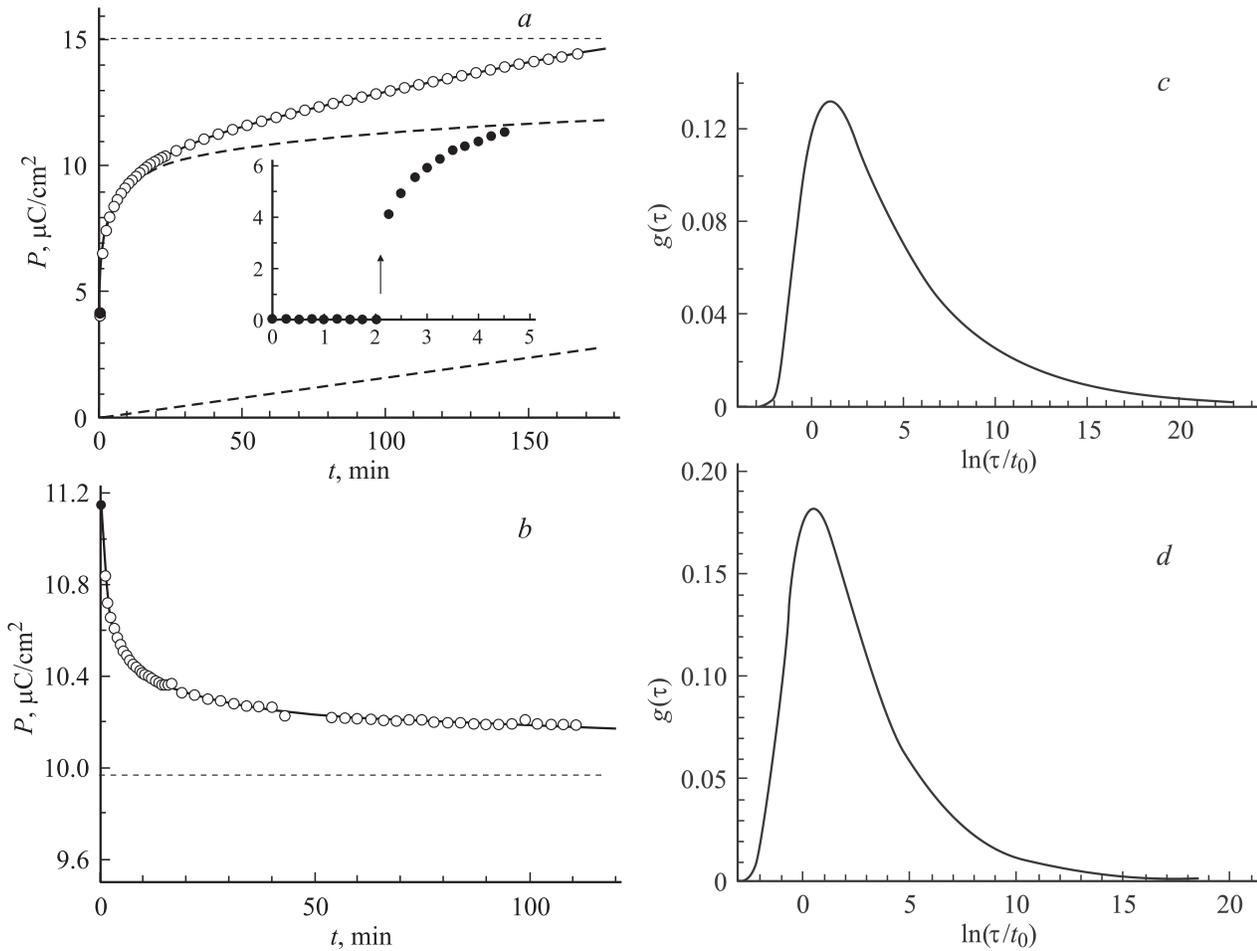


Рис. 3. Медленная стадия релаксации поляризации P (a, b) и спектры $g(\ln \tau)$ распределения времени релаксации τ (c, d) для SBN-0.75 при $E = 2 \text{ kV/cm}$ (процесс поляризации) (a, c) и $E = 3.75 \text{ kV/cm}$ (процесс деполяризации) (b, d). $T = 279.7 \text{ K}$. Экспериментальные данные показаны точками; расчетные — сплошной линией; нелинейная, линейная составляющие поляризации и равновесные значения поляризации P_e — штриховыми линиями. На вставке — начало релаксации, скачок поляризации (отмечено стрелкой).

спонтанная поляризация $P_s = [\alpha_0(T - \Theta)/2\beta]^{1/2}$ и коэрцитивное поле $E_c = [2\alpha_0(T - \Theta)/3][2\alpha_0(T - \Theta)/3\beta]^{1/2}$, равное полуширине петли диэлектрического гистерезиса, четко определены, хотя экспериментально измеряемые значения E_c , как известно, могут быть существенно меньше теоретических. Релаксация поляризации в полярной фазе при включении поля $E < E_c$ является медленным термоактивационным процессом без начального скачка поляризации P . Скачок появляется только в больших полях $E > E_c$ тогда, когда один из двух минимумов функции F исчезает при приложении поля и идет лавинообразный быстрый процесс поляризации. Равновесная поляризация P_e всегда равна спонтанной P_s независимо от величины внешнего поля E [14]. Описанная далее кинетика поляризации кристаллов SBN-0.75, так же как и исследованная ранее кинетика поляризации других составов SBN [6,7,13,14], принципиально отличается от этого модельного сценария.

2.1. Кинетика поляризации. Обсудим кинетику медленной ($t > 15 \text{ s}$) и быстрой ($3 \mu\text{s} < t < 10 \text{ s}$) стадий поляризации.

1) Медленная стадия релаксации поляризации. На рис. 3, a в качестве примера показана медленная стадия релаксации поляризации P в постоянном поле $E = 2 \text{ kV/cm}$, меньшем полуширины петли гистерезиса, следующая за быстрой стадией (со значения поляризации $P_0 = 4 \mu\text{C/cm}^2$). При расчете P учитывались поправки на проводимость. Так же ведет себя поляризация при процессе деполяризации: сначала изменяется быстро, затем следует медленная стадия (рис. 3, b). Изменение $P(t)$ со временем удовлетворительно описывается степенным законом

$$p(t) = (P_e - P(t))/(P_e - P_0) = 1/(1 + t/a)^n, \quad (1)$$

где a, n, a также равновесная поляризация P_e — свободные параметры.

Параметры релаксации (a и n) кристаллов SBN-0.75

Процесс	a		n	
	Быстрая стадия	Медленная стадия	Быстрая стадия	Медленная стадия
Поляризация $E = 2 \text{ kV/cm}$	$0.68 \mu\text{s}$	$0.52 \pm 0.008 \text{ min}$	0.035	0.206 ± 0.004
Деполяризация		$0.51 \pm 0.02 \text{ min}$		0.32 ± 0.01

Сплошными линиями на рис. 3 представлены данные расчета с параметрами a и n , приведенными в таблице, $P_e = 15 \pm 0.11 \mu\text{C/cm}^2$ для процесса поляризации и $P_e = 9.97 \pm 0.01 \mu\text{C/cm}^2$ для процесса депольаризации. Точки соответствуют экспериментальным данным. Неэкспоненциальная релаксация $p(t)$ связана с нормированной функцией $f(\tau)$ распределения времени релаксации τ (в приближении независимости центров релаксации) соотношением

$$p(t) = \int_0^{\infty} f(\tau) \exp(-t/\tau) d\tau, \quad (2)$$

а нормированная безразмерная функция $g(\ln \tau) = \tau f(\tau)$, характеризующая распределение $\ln \tau$, или распределение энергии барьеров для центров релаксации $U = kT \ln(\tau/\tau_0)$, связана со степенной релаксацией (1) интегральным преобразованием Лапласа [15] и имеет вид

$$g(\ln \tau) = (1/\Gamma(n))(a/\tau)^n \exp(-a/\tau). \quad (3)$$

Широкие функции $g(\ln \tau)$, включающие характерные для релаксоров очень большие значения τ , для процессов поляризации и депольаризации также приведены на рис. 3.

2) Быстрая стадия релаксации поляризации. Быстрая стадия поляризации (скачок поляризации) кристалла SBN-0.75, которая на рис. 3 заканчивается в начальной точке P_0 медленной релаксации, приведена на рис. 4. В отличие от однородных сегнетоэлектриков [1,2], в которых токи переполяризации при $E > E_c$ имеют характерные максимумы, означающие изменение поляризации с ускорением, в кристаллах SBN скачкообразный процесс, как правило, начинается в полях, значительно превышающих величину полуширины петли диэлектрического гистерезиса, или не наблюдается вообще вплоть до полей пробоя. На рис. 4,а приведен пример зависимости токов переключения от времени $i(t)$ в одном из кристаллов SBN-0.75 (исходно полидоменного). Скачкообразный процесс, качественно напоминающий картину в однородных сегнетоэлектриках, начинается в полях, значительно превышающих коэрцитивное E_c (величина E_c обсуждается далее). При меньших значениях поля, в том числе меньших полуширины петли гистерезиса, токи переключения представляют собой быстро спадающий неэкспоненциальный сигнал. Изменение поляризации со временем $P(t)$ для этого интервала

полей (рис. 4, б) следует с удовлетворительной точностью степенному закону (1). Параметры a, n релаксации поляризации приведены в таблице. На рис. 5 показаны зависимости $P(E)$ для исходного поли- и монодоменного кристаллов, полученные интегрированием по времени тока $i(t)$ (рис. 4). Особенности зависимостей $P(E)$ во всех кристаллах являются плавный рост P с увеличением поля вплоть до $E \gg E_c$ в полидоменных кристаллах (т.е. рост поляризующегося объема с увеличением поля) и резкое уменьшение насыщенного значения переключо-

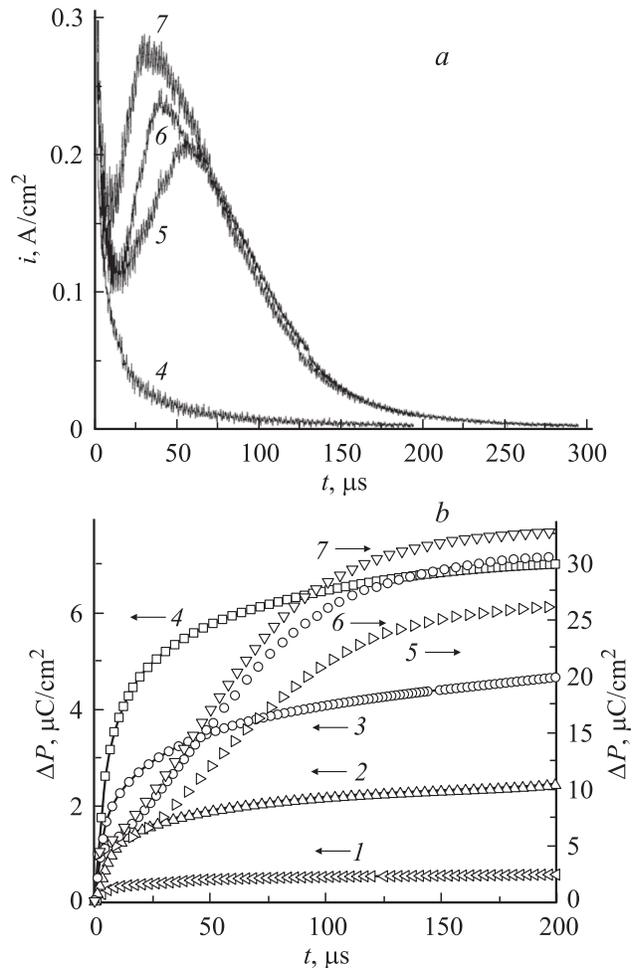


Рис. 4. Зависимости тока переключения i (а) и поляризации P (б) от времени для быстрой стадии релаксации поляризации кристалла SBN-0.75 в импульсных электрических полях E . $E, \text{ kV/cm}$: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 4, 4 — 6, 5 — 7, 6 — 8, 7 — 9.

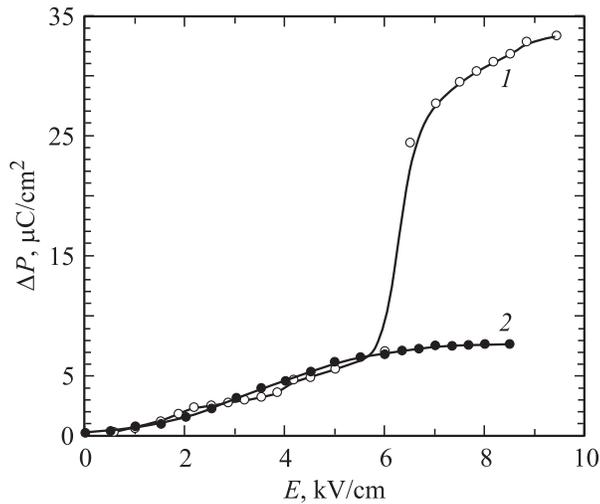


Рис. 5. Зависимость переключаемой поляризации P от электрического поля E в полидоменном (1) и монодоменном (2) кристаллах SBN-0.75.

ченного заряда P в монодоменном состоянии по сравнению с полидоменным. Следует подчеркнуть, что вид кривых $P(E)$ в образцах одного и того же состава резко различается, т.е. пример, приведенный на рис. 4, не является характеристикой данного состава. Отсутствие максимума тока переключения в широком интервале полей, наблюдаемое в кристаллах SBN, качественно можно объяснить широким спектром распределения времен релаксации в объеме неоднородного кристалла. Наблюдаемый при более высоких полях скачкообразный процесс, качественно напоминающий процесс в однородных сегнетоэлектриках, также не может обсуждаться на языке „времени переключения“, принятом для модельного описания процесса [2], поскольку величина поляризации P , пропорциональная поляризующемуся объему, растет с увеличением поля.

Суммируя результаты исследований быстрой и медленной стадий поляризации, можно заключить, что под действием внешних полей, меньших и больших полуширины петли гистерезиса, кинетика поляризации в целом удовлетворительно описывается степенным законом (1). В таблице приведены параметры релаксации поляризации под действием поля 2 kV/cm для быстрой и медленной стадий.

2.2. Квазистатические петли диэлектрического гистерезиса. Структурный беспорядок, являющийся причиной появления в релаксорных сегнетоэлектриках внутреннего, случайно распределенного по объему кристалла электрического поля, приводит не только к размытию максимума диэлектрической проницаемости и фазового перехода в полярное состояние, но и к аномальной форме петель диэлектрического гистерезиса. На рис. 6 приведены петли гистерезиса зависимости поляризации P от поля E для SBN-0.75 в медленно изменяющемся (квазистатическом) периоди-

ческом поле с периодом 1 h, что соответствует частоте 10^{-4} Hz , и в поле с частотой 60 Hz при $T = 275.7 \text{ K}$. Петли в квазистатическом поле имеют необычный вид: первые циклы являются незамкнутыми несовпадающими кривыми с постепенно уменьшающейся амплитудой поляризации, затем уменьшение амплитуды практически прекращается, и все последующие циклы петель становятся совпадающими. Для петли в переменном поле 60 Hz первые циклы не фиксируются, поэтому петли имеют привычную вытянутую (непрямоугольную) форму, которая встречается у большинства обычных сегнетоэлектриков, а их амплитуда мала, поскольку в поле выбранной величины и частоты в переполяризации участвует только часть объема кристалла. Обе петли имеют униполярность одинакового знака, которая появляется у образца после нескольких циклов перепол-

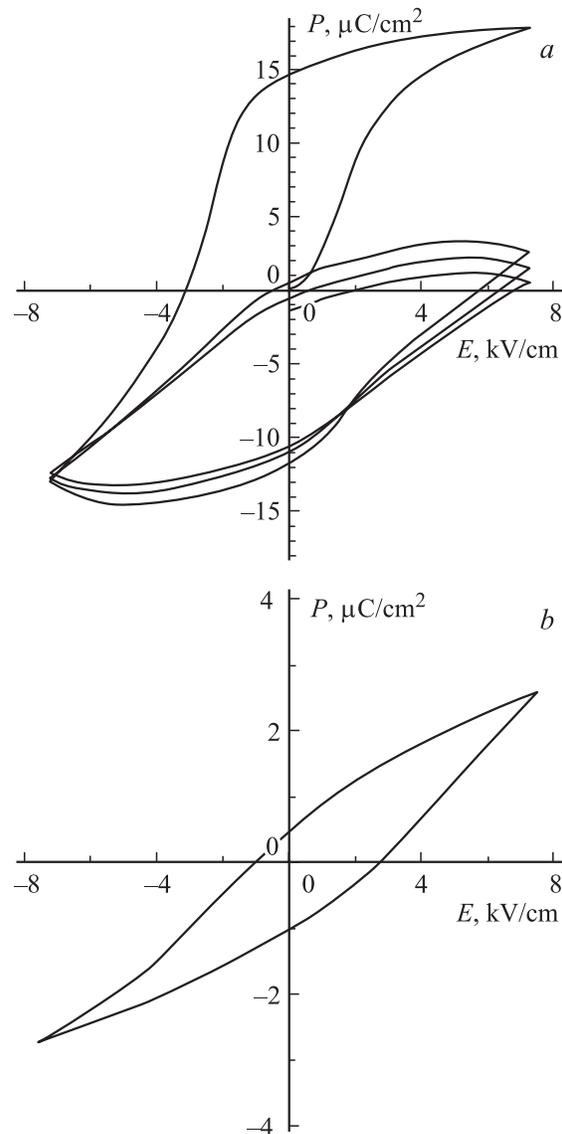


Рис. 6. Петли диэлектрического гистерезиса SBN-0.75 в квазистатическом электрическом поле (a) и в поле с частотой 60 Hz (b).

ляризации. Отметим, что различие амплитуд поляризации первых циклов квазистатических петель гистерезиса и размытие фазового перехода у SBN-0.75 и SBN-0.61, допированного La и Ce [6,7], особенно велики.

Возможное влияние случайно распределенного внутреннего поля E_i на наблюдаемую форму квазистатической петли гистерезиса релаксора очевидно. Поле E_i искажает симметричную двухминимумную функцию свободной энергии, которая становится несимметричной с минимумами различной величины, соответствующими метастабильному и стабильному состояниям. Поскольку E_i — величина случайная, случайными являются и величины минимумов, их взаимное расположение в объеме образца и величины барьеров, разделяющих эти состояния. До включения внешнего электрического поля образец кристалла находится в смешанном состоянии: одна часть объема кристалла в стабильном, а другая — в метастабильном состоянии с глубоким и мелким минимумами соответственно. При включении поля определенной величины и длительности в некотором объеме сначала идет переход из метастабильных в стабильные состояния с глубокими минимумами, при этом растет поляризация, направленная вдоль приложенного поля. Обратный переход в поле противоположного знака вследствие его ограниченной величины может оказаться практически невозможным из-за слишком большого барьера, в результате часть кристалла не может участвовать в дальнейшей реполяризации, и амплитуда петли уменьшается [6]. Можно предположить также, что глубокие минимумы при определенной величине поля являются локальными ловушками, или центрами пиннинга для поляризации, выключая ее из дальнейшего процесса [8]. Полная восприимчивость петли, по-видимому, возможна, если внешнее поле имеет достаточную величину, которая во всем объеме кристалла превосходит внутренние поля E_i .

2.3. Распределение коэрцитивного поля в релаксоре. Исследование релаксации в широком интервале постоянных электрических полей E показывает, что у релаксора нет однозначного коэрцитивного поля E_c , поскольку в отличие от однородного сегнетоэлектрика независимо от величины поля E большая часть начального изменения поляризации у релаксора сначала всегда является быстрым процессом (скачком), который, по-видимому, идет в тех областях кристалла, где мелкий метастабильный минимум локальной свободной энергии в поле E или отсутствует, или очень мал (см. пункт 2.1). На основе этих экспериментальных данных при некоторых простых предположениях можно получить возможное распределение по объему кристалла коэрцитивного поля для SBN-0.75. Доля объема, имеющая определенное коэрцитивное поле E_c , пропорциональна величине быстрой поляризации, возникающей скачком при включении поля $E = E_c$, без учета ее линейной составляющей по этому полю. На рис. 7 приведена зависимость поляризации P от поля E , которая является первой четвертью периода петли гистерезиса,

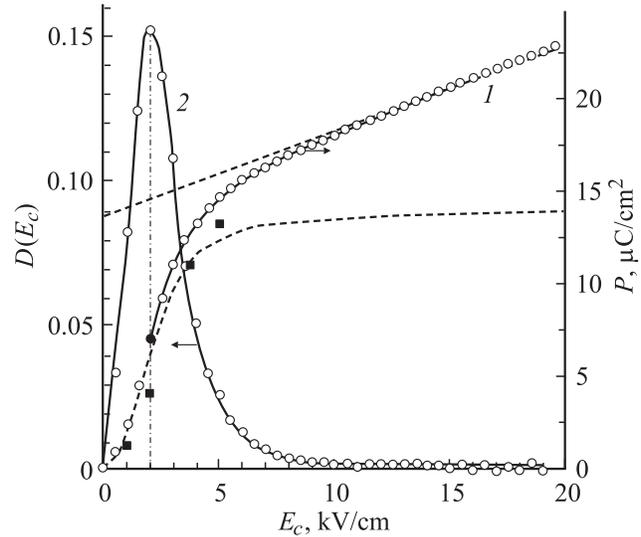


Рис. 7. Зависимость поляризации P от поля E (1) и распределение $D(E_c)$ коэрцитивного поля E_c (2) в кристалле SBN-0.75. Круги — экспериментальные значения P , сплошная линия — расчетная степенная зависимость P от E , квадраты — скачки P при мгновенном включении поля E , штриховые линии — линейная и нелинейная составляющие поляризации $P(E)$.

показанной на рис. 6, а. Величины P близки к значениям скачков P , обозначенных квадратами на рисунке, поэтому будем считать, что зависимость $P(E)$ приблизительно отражает поведение быстрой части поляризации при подаче поля E . Зависимость $P(E)$ удовлетворительно описывается той же степенной функцией, что и релаксация $P(t)$,

$$P(E) = P_n(E) + \chi E, \quad (4)$$

где нелинейная составляющая $P_n(E) = P_\infty - (P_\infty - P_0)/(1 + E/b)^c$; P_∞ — предельная величина P_n при $E \rightarrow \infty$; P_∞ , b и c — свободные параметры при аппроксимации экспериментальных данных. Сплошная линия на рис. 7 является расчетной кривой с параметрами $\chi = 0.44\text{--}0.47 \mu\text{C}/\text{kV} \cdot \text{cm}$, $P_\infty = 15.3\text{--}14.7 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, $b = 2.0\text{--}3.5 \text{ kV}/\text{cm}$, $c = 1.4\text{--}2.7$; круги — экспериментальные данные. Рассмотрим интеграл $\int_0^\infty \frac{dP_n(E)}{dE} dE = P_\infty$. Поскольку $P_n(E)$ можно считать пропорциональной доле объема кристалла, поляризуемой при включении поля E , которое является для этой доли коэрцитивным ($P_n = kv$), а $P_\infty = kV$ (V — полный объем кристалла), функция $D(E_c) = dv/VdE_c = dP_n/P_\infty dE_c$ характеризует плотность распределения коэрцитивного поля E_c в кристалле и $\int_0^\infty D(E_c) dE_c = 1$, т.е. эта функция является нормированной. Наиболее вероятно E_c , совпадающему с максимумом распределения $D(E_c)$, как видно из рисунка, отвечает значение $2 \text{ kV}/\text{cm}$.

Функция плотности $D(E_c)$ распределения E_c будет несколько изменяться, поскольку кривые $P(E)$, по ко-

торым она строится, вообще говоря, не повторяются. В частности, кривые $P(E)$ и функции распределения $D(E_c)$ будут различными при поляризации из начального полидоменного и монодоменного состояния. Заметим, что широкие функции распределения коэрцитивного поля в кристалле могут быть и у однородных сегнетоэлектриков с узкой наклонной (slim) петлей гистерезиса [16] (в отличие от однородного идеального сегнетоэлектрика с прямоугольной петлей гистерезиса, для которого $D(E_c)$ является дельта-функцией).

Таким образом, приведенные в настоящей работе особенности диэлектрических свойств кристалла SBN-0.75 являются признаками структурного беспорядка, характерными для сегнетоэлектрических релаксоров, наиболее выражены именно в этом составе твердого раствора ниобата стронция-бария и могут считаться мерой неупорядоченности в структуре. Они надежно выявляются только при медленных процессах измерения из-за больших времен релаксации и из-за широкого спектра распределения этих времен в объеме кристалла.

Список литературы

- [1] Г.А. Смоленский, В.А. Боков, В.А. Исупов, Н.Н. Крайник, Р.Е. Пасынков, М.С. Шур. Сегнетоэлектрики и анисегнетоэлектрики. Наука, Л. (1971). С. 355.
- [2] М. Лайнс, А. Гласс. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. Мир, М. (1981). С. 316.
- [3] Ю.С. Кузьминов. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением. Наука, М. (1982). С. 400.
- [4] L.E. Cross. *Ferroelectrics* **76**, 241 (1987).
- [5] Т.С. Черная, Б.А. Максимов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева, В.И. Симонов. *ФТТ* **42**, 1716 (2000).
- [6] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. *Письма в ЖЭТФ* **71**, 1, 328 (2000).
- [7] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. *ЖЭТФ* **120**, 3(9), 678 (2001).
- [8] T. Granzow, V. Dorfler, Th. Woike, M. Wöhlecke, R. Pankrath, M. Imlau, W. Kleemann. *Phys. Rev. B* **63**, 174 101 (2001).
- [9] Т.Р. Волк, В.Ю. Салобутин, Л.И. Ивлева, Н.М. Полозков, Р. Панкрат. *ФТТ* **42**, 11, 2006 (2000).
- [10] W.H. Huang, D. Viehland, R.R. Neurgaonkar. *J. Appl. Phys.* **76**, 490 (1994); R.R. Neurgaonkar, J.R. Oliver, W.K. Cory, L.E. Cross, D. Viehland. *Ferroelectrics* **160**, 269 (1994).
- [11] D. Viehland, Z. Xu, W.-H. Huang. *Phil. Mag. A* **71**, 205 (1995).
- [12] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Е.С. Иванова. *ФТТ* **39**, 11, 2046 (1997).
- [13] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Т.Р. Волк, Л.И. Ивлева. *ФТТ* **42**, 7, 1296 (2000).
- [14] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, Т.Р. Волк. *ФТТ* **44**, 2, 351 (2002).
- [15] В.И. Диткин, А.П. Прудников. *Справочник по операционному исчислению*. Высш. шк., М. (1965). С. 466.
- [16] В.В. Гладкий, В.А. Кириков, С.В. Нехлюдов, Е.С. Иванова. *ФТТ* **41**, 3, 499 (1999).