

СВОЙСТВА ИНДУЦИРОВАННОЙ ПОЛЕМ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФАЗЫ В МОНОКРИСТАЛЛЕ МАГНИОНИОБАТА СВИНЦА

© *Е.В.Колла, С.Б.Вахрушев, Е.Ю.Королева, Н.М.Окунева*

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 29 января 1996 г.)

Методом диэлектрической спектроскопии проведено исследование индуцируемой внешним постоянным электрическим полем в монокристалле магнониобата свинца сегнетоэлектрической фазы. Анализировались как линейные, так и динамические нелинейные компоненты комплексной диэлектрической проницаемости образца при различных режимах приложения смещающего поля. На E - T -фазовой диаграмме определены области устойчивости индуцированного полем состояния. Показан первородный характер наблюдаемого фазового перехода.

Магнониобат свинца $PbMg_{1/3}Nb_{2/3}O_3$ (PMN) [1] относится к классу сегнетоэлектриков с размытым фазовым переходом (РФП). Изучение физических свойств данного объекта длится уже на протяжении не одного десятилетия, однако полного понимания физических механизмов происходящих в нем процессов и однозначной интерпретации наблюдаемых явлений нет до сегодняшнего дня. Одним из наиболее существенных вопросов для сегнетоэлектриков с РФП вообще и для PMN в частности является однозначная идентификация природы низкотемпературной фазы. Как показали выполненные на PMN многочисленные эксперименты [2-4], наблюдаемые в низкотемпературной области характеристики зависят не только от конкретных параметров, описывающих внешнее воздействие (например, температуру, электрическое поле и т. д.), но и от предыстории образца. Такое неэргодичное поведение наблюдается в PMN ниже некоторой температуры T_g , определяемой из различных экспериментов [2,5] как 230 К. В работах [2,3,5] нетривиальные низкотемпературные свойства PMN связывались с возникновением в системе состояния, близкого к спиновому стеклу [6]. Применение спин-стекольных идей к PMN является не единственным возможным объяснением его низкотемпературных физических свойств (см., например, [4]), однако большой объем имеющейся экспериментальной информации (логарифмически-линейное смещение по температуре максимумов компонент диэлектрической восприимчивости от измерительной частоты [5], наблюдаемая логарифмически-линейная частотная дисперсия восприимчивости при низких температурах [1,5], расщепление

температурных зависимостей интенсивностей диффузного и брэгговского рассеяния нейтронов [2] и линейного двойного лучепреломления [4] при различных режимах приложения электрического поля) делает, с нашей точки зрения, предпочтительным при обсуждении экспериментальных результатов рассматривать низкотемпературное состояние PMN как близкое дипольному стеклу.

Приложение к PMN постоянного электрического поля E приводит к резкому усложнению картины наблюдаемых явлений, причем их характер принципиально зависит как от направления и величины приложенного поля, так и от режима его приложения. Приложение электрического поля в направлении $\langle 100 \rangle$ вплоть до 6 kV/cm приводит к значительному уменьшению динамической восприимчивости, особенно ярко проявляющемуся в области максимума ее температурной зависимости, что уже отмечалось в [7]. В то же время слабые смещающие поля (до 1.6 kV/cm), приложенные вдоль пространственной диагонали $\langle 111 \rangle$, почти не влияют на динамический отклик [7]. В случае охлаждения кристалла PMN в полях величиной выше некоторого порогового значения E_{tr} ($\approx 1.6 \text{ kV/cm}$), приложенных в направлении $\langle 111 \rangle$ (или $\langle 110 \rangle$), вид температурных зависимостей компонент диэлектрической постоянной $\epsilon'(T)$ и $\epsilon''(T)$ резко меняется. На кривых $\epsilon'(T)$ и $\epsilon''(T)$ появляется особенность, зависящая от величины приложенного поля и превращающаяся при увеличении напряженности смещающего поля в ярко выраженный пик [7,8], положение которого не зависит от частоты измерительного поля. Наблюдаемая в PMN в поле доменная структура, остаточная поляризация и диэлектрический гистерезис [9] позволяют сделать вывод о возникновении под действием поля, превышающего пороговое значение E_{tr} , в кристалле индуцированного сегнетоэлектрического состояния.

Все вышеописанные явления наблюдались в основном в экспериментах, в которых приложение смещающего поля осуществлялось в высокотемпературной фазе. Однако в силу неэргодичности низкотемпературного состояния PMN, как уже было сказано выше, характер наблюдаемых явлений зависит также и от режима приложения смещающего поля. Согласно спин-стекольной терминологии [6], необходимо различать основные режимы приложения поля: упомянутый выше режим field-cooling (FC) (охлаждение в поле), режим «zero-field-cooling» (ZFC) (охлаждение в нулевом поле и затем приложение поля) и «zero-field» (ZF) (исследование образца без внешнего поля). Возможны также некоторые другие режимы, а также комбинации перечисленных основных, о чем будет сказано по мере описания экспериментальных результатов.

Целью настоящей работы явилось всестороннее исследование физических свойств индуцированного полем сегнетоэлектрического состояния в PMN и определение на фазовой диаграмме границ его устойчивости при различных режимах приложения внешнего поля.

1. Методика эксперимента

Нами проведено исследование динамических линейных и нелинейных компонент диэлектрического отклика на монокристалле PMN с приложением внешних смещающих полей напряженностью до 5.5 kV/cm . Монокристалл был выращен в Институте физики при Ро-

стовском государственном университете (г. Ростов-на-Дону). Измерения проводились на образце, представляющем собой пластину размером $5 \times 5 \times 1$ мм, вырезанную из монокристалла, с серебряными электродами, напыленными на основную плоскость, ориентированную перпендикулярно оси $\langle 111 \rangle$. Таким образом, и измерительное (переменное), и постоянное смещающее поля прикладывались в направлении $\langle 111 \rangle$. Для устранения остаточных эффектов образец перед измерением отжигался около часа при температуре 450 К.

Все измерения проводились на полностью автоматизированной установке, работающей в «frequency domain mode» в диапазоне частот $10^{-3} - 10^3$ Hz [10]. Измерительные установки данного типа [11] работают следующим образом: к исследуемому объекту прикладывается гармонический сигнал малой амплитуды $E_\omega = \delta \cos(\omega t)$ и анализируется ток смещения образца. Принципиальной же особенностью используемой нами измерительной установки является то, что как синтез синусоидального сигнала, так и анализ отклика осуществляются в цифровом виде. Это позволяет применять к детектируемому сигналу быстрое фурье-преобразование, и система позволяет анализировать сразу большое количество гармоник тока образца. Для исключения амплитудных и фазовых погрешностей, возникающих как из-за нестабильности сигнала генератора, так и за счет частотной зависимости коэффициента передачи измерительного тракта, измерительная схема снабжена дополнительным измерительным каналом, полностью идентичным основному. Этот канал, работая одновременно с основным, осуществляет запись сигнала E_ω , подаваемого на образец. Затем сигнал основного канала нормируется (в комплексном виде) на сигнал опорного. Кроме этого, информация, получаемая с помощью вспомогательного канала, позволяет следить за уровнем высших гармоник, присутствующих в спектре используемого генератора, что особенно важно при анализе нелинейных компонент тока отклика. Калибровка установки осуществляется с помощью измерения стандартных пленочных (фторопластовых или полистироловых) конденсаторов на каждой частоте, на которой производилось измерение исследуемого объекта.

Как уже отмечалось, используемая установка осуществляет анализ спектрального состава тока образца, что в свою очередь позволяет анализировать как линейные компоненты комплексной диэлектрической проводимости (ϵ' и ϵ''), так и динамические нелинейные компоненты диэлектрического отклика. Так, электрическая индукция D в общем виде может быть разложена по степеням электрического поля как [12]

$$D = P_0 + \epsilon E + \epsilon_2 E^2 + \epsilon_3 E^3 + \epsilon_4 E^4 + \epsilon_5 E^5 \dots, \quad (1)$$

где P_0 — поляризация при нулевом поле, ϵ — линейная диэлектрическая проницаемость, а ϵ_n — нелинейные компоненты диэлектрического отклика. Если на исследуемый образец подается гармонический сигнал, то диэлектрический отклик содержит компоненты различных частот

$$D(t) = D_0 + D_1 \cos(\omega t) + D_2 \cos(2\omega t) + D_3 \cos(3\omega t) + \dots \quad (2)$$

Тогда, как нетрудно убедиться, подставив $E_\omega = \delta \cos(\omega t)$ в (1), детектируемые гармоники диэлектрического отклика с точностью до малых

добавок более высокого порядка к сравнению с δ определяяют компоненты ε_n (линейный и нелинейный) диэлектрической постоянной. Так, например, вторая гармоника отклика связана с квадратичным членом диэлектрической проницаемости ε_2 следующим соотношением [12]:

$$D_2 = (1/2)\varepsilon_2\delta^2 + (1/2)\varepsilon_4\delta^4 + (15/32)\varepsilon_6\delta^6 + \dots \quad (3)$$

Измерения проводились в широком температурном диапазоне (100–450 К). Температура во время измерений поддерживалась с точностью не хуже 0.1 К.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Как уже упоминалось, при приложении к кристаллу PMN в режиме FC в направлении $\langle 111 \rangle$ внешнего постоянного электрического поля величиной $E > E_{th}$ на температурных зависимостях комплексной диэлектрической проницаемости появляются особенности, связанные с возникновением в кристалле индуцированного полем сегнетоэлектрического состояния. При малых полях особенность имеет вид излома на зависимостях $\varepsilon'(T)$, затем по мере возрастания величины приложенного поля она превращается в дополнительный максимум и смещается в область более высоких температур (рис. 1). Приведенные на рис. 1 зависимости были сняты на частоте 0.82 Hz в FC-режиме приложения поля. При полях $E > 4.5 \text{ kV/cm}$ дополнительный максимум сливается с основным максимумом температурной зависимости диэлектрической проницаемости ($T \cong 250 \text{ K}$), величина которого понижается с возрастанием смещающего поля.

Помимо линейных компонент восприимчивости нами одновременно регистрировался также динамический нелинейный вклад в диэлектрический отклик. Примеры экспериментальных зависимостей второй и третьей гармоник $\varepsilon_2(T)$ и $\varepsilon_3(T)$ от температуры приведены на рис. 2. Эти кривые хорошо описываются критическими зависимостями (в отличие от линейных компонент) типа $\varepsilon_n(T) \sim A/(T - T_{cn})^\gamma$. Появление четных гармоник, как известно (ε_{2n} пропорциональны четным производным поляризации по полю), в частности второй, свидетельствует о потере центра симметрии в системе и возникновении полярной фазы. Расходимость нечетных гармоник сопряжена с происходящим в системе фазовым переходом [13] в стеклоподобную фазу (GL), близкую по свойствам спиновым стеклам. В результате анализа положения по температуре сингулярностей четных и нечетных гармоник в зависимости от величины внешнего статического электрического поля для PMN была построена E - T -фазовая диаграмма, приведенная на рис. 3. Точкам на линии b соответствуют положения максимумов второй гармоники $\varepsilon_2(T)$ в зависимости от смещающего поля, точкам линии a соответственно максимумы $\varepsilon_3(T)$. Таким образом, в E - T -плоскости выделены три основные области: параэлектрическая (PE), сегнетоэлектрическая (FE) и стеклоподобная (GL). Физический смысл штриховой линии c , разделяющей GL-фазу на две подобласти, будет раскрыт далее. Мы не будем останавливаться на особенностях фазового перехода из PE- в GL-фазу (для $E = 0$ этот вопрос детально исследован в [5]), а подробно рассмотрим свойства индуцированной полярной фазы.

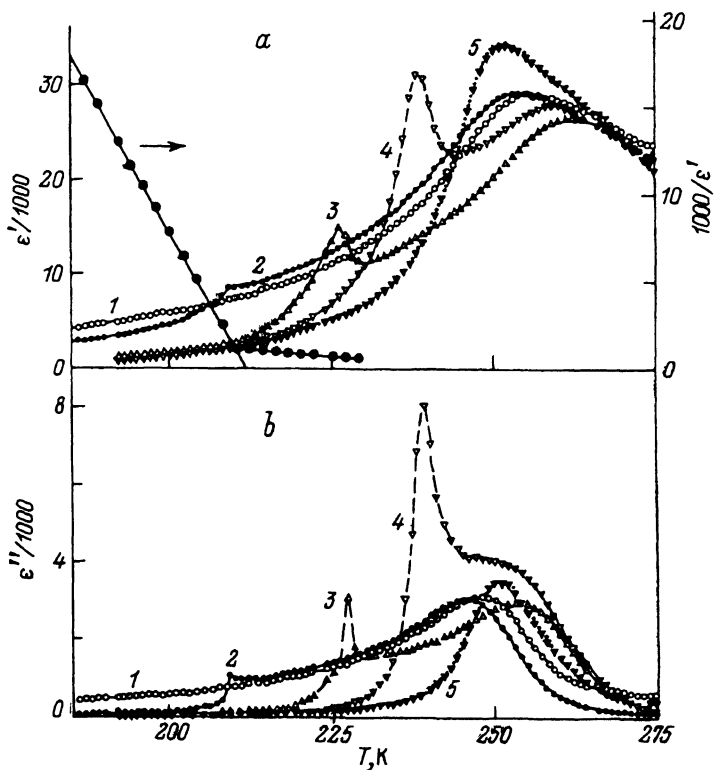


Рис. 1. Температурные зависимости действительной (а) и мнимой (б) частей комплексной диэлектрической проницаемости PMN, снятые на частоте 0.82 Hz в режиме FC при различных значениях внешних полей.
 E (kV/cm): 1 — 0, 2 — 2.0, 3 — 2.5, 4 — 3.5, 5 — 5.0.

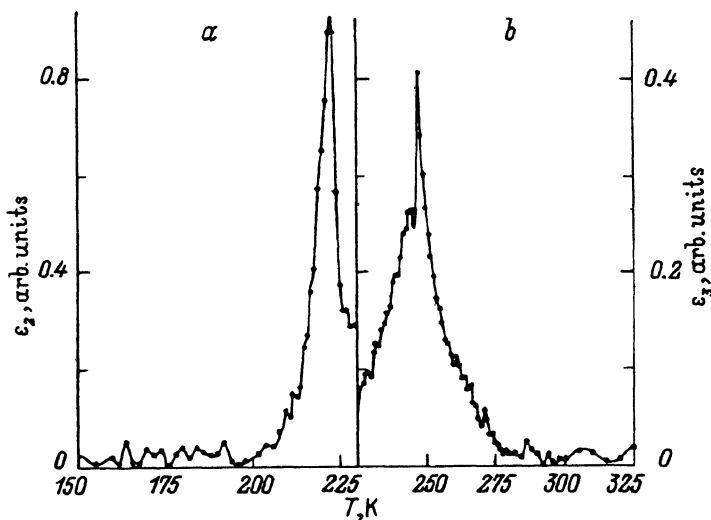


Рис. 2. Температурные зависимости второй ϵ_2 (а) и третьей ϵ_3 (б) гармоник диэлектрического отклика PMN.
 E_{DC} (kV/cm): а — 3.0, б — 2.0.

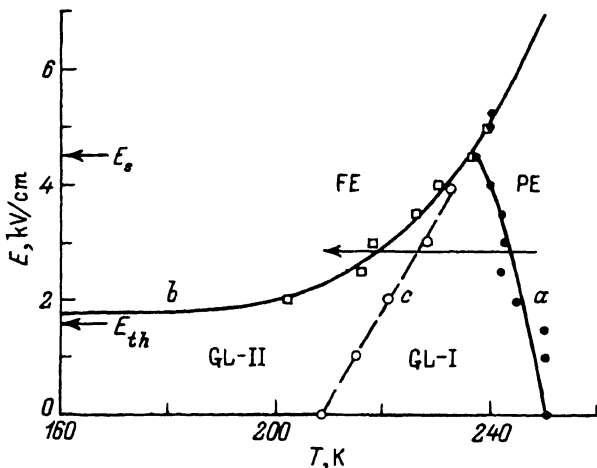


Рис. 3. E - T -фазовая диаграмма PMN.

Применительно к данной ситуации термин «сегнетоэлектрическая» не является абсолютно строгим, так как по определению параметром порядка для сегнетоэлектрического фазового перехода является спонтанная поляризация, а в магнониобате свинца (без внешних электрических полей), как хорошо известно, не наблюдается ни спонтанная поляризация, ни доменная структура. Тем не менее для сопоставления свойств индуцированного полем состояния со свойствами классических сегнетоэлектриков можно использовать применительно к PMN также термин «сегнетоэлектрическая фаза».

Прежде всего исследования влияния внешнего поля на диэлектрический отклик в PMN показали ярко выраженный пороговый характер возникновения индуцированной сегнетоэлектрической фазы. Это означает, что данное явление наблюдается только при приложении полей, больших порогового значения (для направления $\langle 111 \rangle$ полученное нами [7] значение $R_{th} \sim 1.6 \text{ kV/cm}$ находится в хорошем соответствии с литературными данными [8,14,15]). Наличие порогового значения напряженности для индуцирования полярной фазы отчетливо видно и на зависимости амплитуды второй гармоники восприимчивости от величины приложенного поля. Величина максимума температурной зависимости $\epsilon_2(T)$ становится заметно выше уровня аппаратного шума при полях $E > E_{th}$ (рис. 4). При достижении величины поля $E_s \sim 4.5 \text{ kV/cm}$ зависимость $\epsilon_2(E)$ достигает насыщения и в дальнейшем слабо зависит от поля. Этому значению поля соответствует E -координата тройной точки на фазовой диаграмме (рис. 3). Полевая зависимость же третьей гармоники $\epsilon_3(E)$, пройдя через максимум, резко убывает. Это, по-видимому, может быть связано с исчезновением фазовой границы PE-GL при достижении E_s , а сингулярности нечетных гармоник, как уже отмечалось, сопряжены с фазовым переходом в стекловую фазу. Пороговый характер возникновения индуцированной фазы, а также насыщение при больших приложенных полях наблюдались и в экспериментах по нейтронным исследованиям интенсивности брэгговских ре-

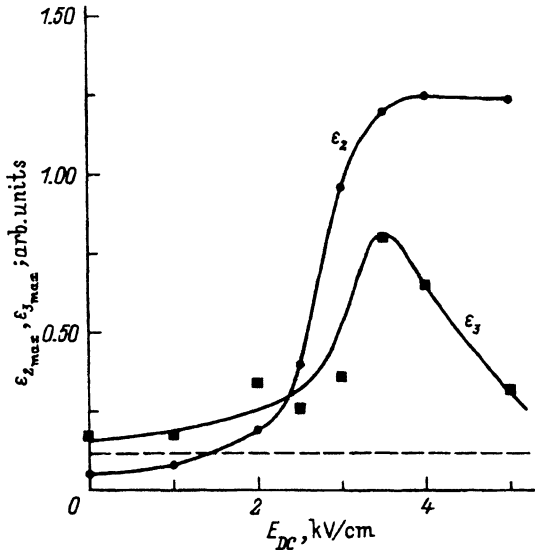


Рис. 4. Зависимости амплитуд второй ϵ_2 и третьей ϵ_3 гармоник диэлектрического отклика PMN от величины внешнего поля смещения (режим FC). Штриховая линия — уровень шума.

флексов [7], причем численные значения E_{th} и E_s находятся в хорошем соответствии с данными диэлектрических исследований.

Как видно из приведенной фазовой диаграммы, при охлаждении кристалла в режиме FC в полях $E_{th} < E < E_s$ (движение в E - T -плоскости по направлению, указанному стрелкой на рис. 3) происходит пересечение межфазных границ PE-GL и GL-FE. Следствием первого фазового перехода является возникновение состояния, обладающего свойствами, характерными для дипольного (или спинового) стекла. По достижению второй межфазной границы происходит «разрушение» стеклоподобного состояния, в результате которого объект приобретает свойства классического сегнетоэлектрика. Это утверждение можно проиллюстрировать с помощью рис. 5. На этом рисунке приведены низкотемпературные участки (ниже температуры основного максимума ϵ') зависимостей $\epsilon'(T)$, снятые на четырех частотах (0.1, 1.0, 10 и 100 Hz) при нулевом смещающем поле (а) и при поле $E = 2.5 \text{ kV/cm} > E_{th}$ (b) (режим измерений — FC). Как хорошо известно (см., например, [6]), основным свойством стекольных систем (спиновых или дипольных) является наличие логарифмически широкого спектра элементарных возбуждений, что хорошо проявляется на ряде макроскопических характеристик в реальных экспериментах, например таких, как логарифмически-линейная частотная дисперсия восприимчивости. Это отчетливо видно на рис. 5, а и на вставке к этому рисунку, где приведены значения диэлектрической проницаемости при $T = 175 \text{ K}$ как функции частоты измерительного поля. Приложение же статического смещающего поля приводит как к изменению формы зависимости $\epsilon'(T)$, так и к почти полному исчезновению частотной дисперсии ϵ' . Последнее также отчетливо видно на вставке на рис. 5. Исчезновение частотной дисперсии действительной компоненты про-

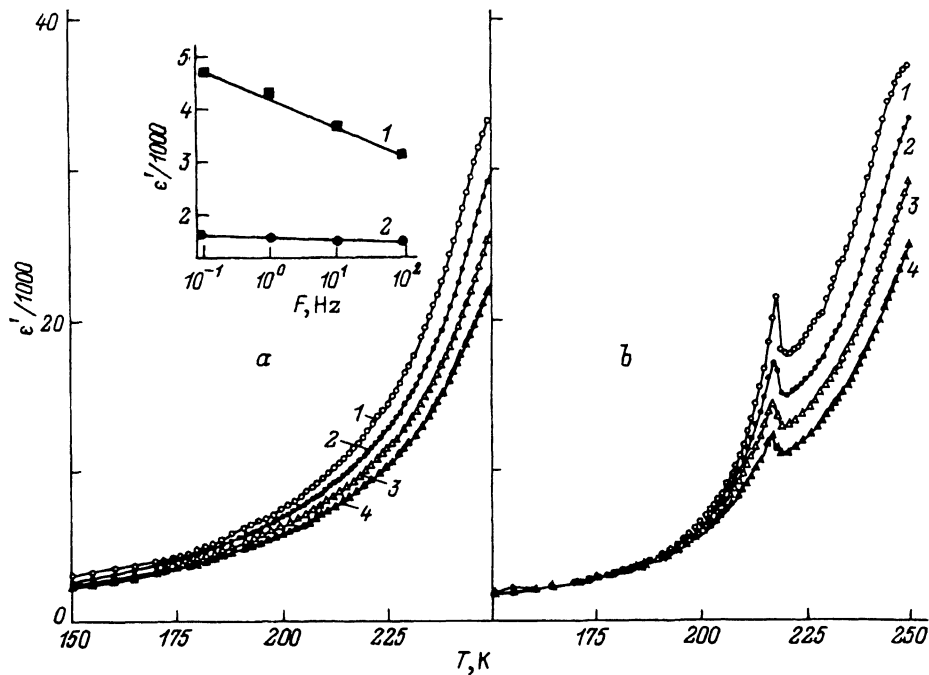


Рис. 5. Низкотемпературные участки зависимостей $\epsilon'(T)$, измеренные на частотах 0.1 (1), 1.0 (2), 10.0 (3) и 100.0 Hz (4) при нулевом поле (а) и при поле 2.5 kV/cm (б), приложенном в FC-режиме.

На вставке — дисперсионные зависимости $\epsilon'(F)$ для полей $E = 0$ (1) и 2.5 kV/cm (2).

нищаемости ϵ' в соответствии с правилом Крамерса-Кронига должно привести к обращению в нуль мнимой компоненты. Это отчетливо видно на рис. 1, б, приложение к кристаллу электрического поля, даже несколько большего по величине, чем пороговое, приводит к резкому уменьшению ϵ'' при низких температурах.

Хорошо известно, что в PMN температурная зависимость восприимчивости не подчиняется закону Кюри-Вейсса [16]. Однако для индуцированного внешним полем сегнетоэлектрического состояния ситуация кардинально изменяется. Магнийобат свинца ведет себя в этом случае как классический сегнетоэлектрик, для которого выполняется закон Кюри-Вейсса ($\epsilon' = C/(T - T_c)$). Это продемонстрировано на рис. 1, а, где одна из кривых $\epsilon'(T)$ (для $E = 2.0$ kV/cm) дополнительно построена в координатах $1/\epsilon', T$. Видно, что экспериментальные точки прекрасно укладываются на прямую, пересечение которой с температурной осью дает значение температуры Кюри $T_c = 211.6$ K. Константа Кюри при этом равна $C = 1.5 \cdot 10^3$.

Все приведенные выше экспериментальные результаты были получены в результате измерений компонент комплексной диэлектрической проницаемости с приложением к исследуемому кристаллу статического электрического поля в режиме FC. С другой стороны, известно [15], что изначально индуцированная в режиме FC сегнетоэлектрическая фаза в PMN является при низких температурах ($T < T_{td} \approx 211$ K) устойчивой и после снятия смещающего поля. Поэтому нам представилось

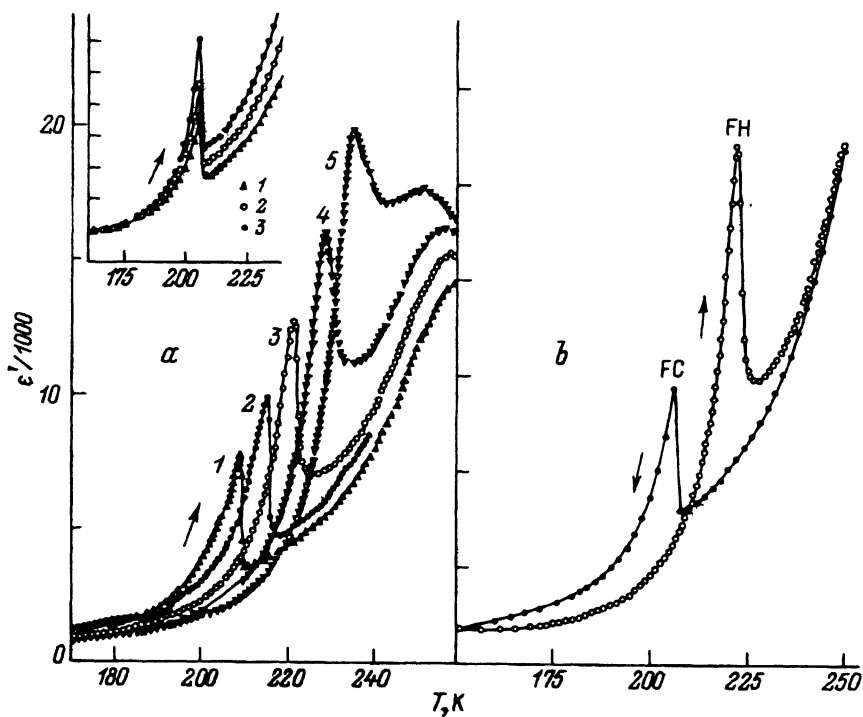


Рис. 6. Температурные зависимости $\epsilon'(T)$, снятые на частоте 10 Гц в режиме FHaFC при значениях внешних полей 0 (1), 1.0 (2), 2.0 (3), 3.0 (4) и 4.0 кВ/см (5) (а) и в режимах FC и FH при внешнем поле 2.0 кВ/см (б).

На вставке — ZFHaFC-кривые, снятые на частотах, равных 1 (1), 10 (2) и 100 Гц (3).

интересным проведение дополнительных исследований границы устойчивости индуцированной полярной фазы.

Для этих целей мы охлаждали образец в режиме FC с полями, близкими к насыщающему E_s до температуры ~ 150 К, а затем снимали температурные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости, отогревая образец в меньших полях ($E < E_s$), начиная с нулевого поля (такой режим измерений в литературе известен как «field heating after field cooling» (FHaFC), для нулевого поля — как «zero field heating after field cooling» (ZFHaFC)). На рис. 6,а приведено семейство кривых, снятых при отогреве предварительно заполяризованного образца в полях от 0 до 4.0 кВ/см. Если сравнить данные кривые с аналогичными (измеренными при одинаковых смещающих полях) из набора зависимостей $\epsilon'(T)$, снятых в FC-режиме (рис. 1,а), видно, что они существенно отличаются как по форме, так и по положению индуцированной особенности. Как видно из рис. 6, при низких температурах полярная фаза в PMN остается устойчивой и после снятия смещающего поля. Возврат из сегнетоэлектрической фазы к стеклоподобной (термодеполяризация) при нулевых и малых полях ($E < 2.0$ кВ/см) происходит резко. Так, например, для кривой FHaFC при поле 2.0 кВ/см зависимость $\epsilon'(T)$ (кривая 2 на рис. 6,а) имеет ярко выраженный дополнительный максимум при $T \sim 221$ К, и температурная область, соответствующая

разрушению полярного состояния, составляет менее 0.8 К. На зависимости $\epsilon'(T)$, снятой при $E = 2.0 \text{ kV/cm}$ в FC-режиме (кривая 2 на рис. 1), переход в сегнетофазу сопровождается лишь появлением излома кривой при $T \sim 210 \text{ K}$.

Деполяризация PMN в процессе FNaFC (или ZFNaFC) отогрева сопровождается появлением вновь признаков, характерных для состояния типа дипольное стекло: логарифмически-линейной частотной дисперсии восприимчивости и ненулевого значения диэлектрических потерь. Как показали специально проведенные эксперименты, температура деполяризации не зависит от того, при каком поле в процессе FC охлаждения была достигнута сегнетофаза, однако для соблюдения чистоты эксперимента все приведенные на рис. 6 зависимости были получены на предварительно заполяризованном смещающими полями $E \sim E_s$ образце, т.е. тем самым при охлаждении исключалось попадание в стеклоподобную фазу. Это, по мнению авторов, необходимо, чтобы исключить какое-либо возможное влияние неэргодичности GL-фазы на свойства индуцированной сегнетофазы. В частности, в экспериментах по исследованию релаксационных процессов в PMN с режимом приложения поля ZFC было показано, что возникающая в данном случае полярная фаза не тождественна по свойствам аналогичной, достигнутой в результате FC-охлаждения [17].

С использованием значений температур деполяризации кристалла, в качестве которых были взяты температуры дополнительного максимума $\epsilon'(T)$ для различных смещающих полей, фазовая диаграмма (рис. 3) была дополнена штриховой линией с, отображающей границу устойчивости индуцированной сегнетофазы. Таким образом, область GL-фазы разбилась на две части: GL-I и GL-II. Первая часть GL-I соответствует абсолютной устойчивости стеклоподобной фазы вне зависимости от способа приложения электрического поля, т.е. в данной области никакой способ приложения смещающего поля не приводит к исчезновению свойств, характерных для стекольного состояния, и возникновению полярной фазы. В области GL-II PMN проявляет свойства, присущие стеклоподобной фазе, если переход в нее происходит со стороны GL-I (FC-режим), и сегнетофазе, если GL-II достигается из FE-области. Область FE является областью устойчивой сегнетоэлектрической фазы вне зависимости от способа приложения электрического поля.

Следует отметить также первородный характер наблюдаемого индуцированного фазового перехода в сегнетоэлектрическое состояние. Об этом свидетельствует, в частности, температурный гистерезис, хорошо видный на рис. 6, *b*, где приведены зависимости $\epsilon'(T)$, снятые с одним и тем же приложенным полем 2.0 kV/cm в режимах FC и FNaFC. Отсюда видно, что по существу область GL-II фазовой диаграммы описывает область температурного гистерезиса индуцированного фазового перехода.

Вопрос о том, что происходит при достижении тройной точки фазовой диаграммы ($E \geq E_s$), в настоящее время не совсем ясен и требует дополнительных исследований диэлектрической восприимчивости в полях, существенно больших E_s . К примеру, из рис. 1 видно, что при приложении полей, больших E_s , индуцированная полем особенность

на зависимости $\epsilon'(T)$ сливается с основным максимумом, существенно увеличивая тем самым абсолютное значение ϵ в точке максимума.

Непонятным является также практически полное отсутствие влияния смещающего поля в диапазоне исследованных полей (вплоть до 5.5 kV/cm) на $\epsilon(T)$ в области температур выше температуры основного максимума. Проведенные нами ранее исследования [7] $\epsilon(T)$ с внешними смещающими полями, приложенными в направлении $\langle 100 \rangle$, показали сильную анизотропию физических свойств PMN. В частности, в исследованном диапазоне смещающих полей ($E \parallel \langle 100 \rangle$) мы не наблюдали каких-либо особенностей, связанных с возникновением индуцированной сегнетофазы. Приложение смещающего поля приводило к существенному уменьшению (увеличивающемуся по мере возрастания поля) величины диэлектрической проницаемости во всем исследованном температурном интервале (как ниже температуры максимума ϵ , так и выше ее).

Проведенные исследования позволяют сформулировать следующие выводы.

1) Установлено, что приложение к монокристаллу PMN в направлении $\langle 111 \rangle$ в режиме FC смещающего поля величиной, большей $E_{th} \approx 1.6 \text{ kV/cm}$, приводит к возникновению в образце при низких температурах сегнетоэлектрической фазы. Характерными признаками этого являются критическое поведение температурных зависимостей четных гармоник (четных производных поляризации по полю), исчезновение частотной дисперсии диэлектрической проницаемости, выполнение закона Кюри-Вейсса для дополнительного максимума на зависимости $\epsilon'(T)$.

2) При приложении к PMN полей $E_{th} < E < E_s$ (режим FC) фазовый переход в полярное состояние происходит из фазы, близкой по свойствам дипольному стеклу, при этом происходит исчезновение характерных стекольных признаков (положение дополнительного максимума (рис. 5, *b*) не зависит от измерительной частоты; исчезновение частотной дисперсии и диэлектрических потерь ($\epsilon'' \rightarrow 0$) при низких температурах). В случае $E > E_s \approx 4.5 \text{ kV/cm}$ переход в сегнетоэлектрическое состояние происходит из парафазы, минуя стекольную фазу.

3) Из анализа температур сингулярностей динамических нелинейных компонент восприимчивости построена фазовая диаграмма PMN в координатах $E-T$.

4) Исследование процессов термодеполяризации предварительно охлажденного PMN в режиме FC в полях $E \sim E_s$ позволило определить границы устойчивости на фазовой диаграмме индуцированного сегнетоэлектрического состояния.

5) Показано, что индуцируемый полем в PMN фазовый переход относится к переходам первого рода, о чем свидетельствует температурный гистерезис на кривых $\epsilon'(T)$, снятых в режимах FC и FH.

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность Н.К.Юшину за полезное обсуждение результатов работы.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 95-02-04065).

- [1] Боков В.А., Мильникова И.Е. ФТТ **3**, 3, 841 (1961).
- [2] Vakhrushev S.B., Kvyatkovsky B.E., Nabereznov A.A., Okuneva N.M., Toperverg B.P. Physica **B156/157**, 90 (1989).
- [3] Yushin N.K., Dorogovtsev S.N. Ferroelectrics **143**, 49 (1993).
- [4] Westphal V., Kleeman W., Glinchuk M.D. Phys. Rev. Lett. **68**, 847 (1992).
- [5] Colla E.V., Koroleva E.Yu., Okuneva N.M., Vakhrushev S.B. J. Phys. Cond. Matter **4**, 3671 (1992).
- [6] Гинзбург С.Л. Необратимые явления в спиновых стеклах. М. (1989). 152 с.
- [7] Colla E.V., Koroleva E.Yu., Nabereznov A.A., Okuneva N.M. Ferroelectrics **151**, 337 (1994).
- [8] Sommer R., Yushin N.K., van der Klink J.J. Ferroelectrics **127**, 235 (1992).
- [9] Arndt H., Sauerbier F., Schmidt G., Shebanov L.A. Ferroelectrics **79**, 145 (1988).
- [10] Вахрушев С.Б., Колла Е.В., Королева Е.Ю., Сураманов Р.Ф. Препринт ФТИ № 1505. Л. (1991). 16 с.
- [11] Morse C.T. J. Phys. E: Sci. Instr. **7**, 657 (1984).
- [12] Furukawa T., Nakajima K., Koizumi T., Date M. Jap. J. Appl. Phys. **26**, 1039 (1987).
- [13] Pirg R., Tadic B., Blinc R. Physica **B 193**, 109 (1994).
- [14] Sommer R., Yushin N.K., van der Klink J.J. Phys. Rev. **B48**, 13230 (1993).
- [15] Ye Z.-G., Schmid A. Ferroelectrics **145**, 83 (1993).
- [16] Kirillov V.V., Isupov V.A. Ferroelectrics **5**, 3 (1973).
- [17] Colla E.V., Koroleva E.Yu., Okuneva N.M., Vakhrushev S.B. Phys. Rev. Lett. **74**, 1681 (1995).