

ПРИРОДА

№ 8, 2003 г.

Гриднев С. А.

Сюрпризы несоответствующей фазы в сегнетоэлектриках

© “Природа”

Использование и распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции



Сетевая образовательная библиотека “VIVOS VOCO!”
(грант РФФИ 03-07-90415)

vivovoco.nns.ru
vivovoco.rsl.ru
vivovoco.usu.ru
www.ibmh.msk.su/vivovoco

Сюрпризы несоразмерной фазы в сегнетоэлектриках



С.А.Гриднев

В 70-х годах прошлого века активно исследовались не полностью упорядоченные кристаллы, и одной из целей было установить влияние различных видов беспорядка на их свойства. Именно тогда в поле зрения ученых попали новые объекты — сегнетоэлектрические кристаллы с несоизмерными фазами [1]. Типичные представители этого класса — соединения NaNO_2 , $\text{Sc}(\text{NH}_4)_2$, $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{Se}_6$ и др., а также большая группа сегнетоэлектрических кристаллов с общей формулой A_2BX_4 , где $\text{A} = \text{K}, \text{Rb}, \text{Cs}, \text{NH}_4, \text{N}(\text{CH}_3)_4$ и $\text{X} = \text{Cl}, \text{Br}, \text{F}$. Следует сказать, что несоизмерные структуры, которые называют также несоизмеримыми, длиннопериодическими, или модулированными, структурами, широко распространены в природе: ранее они изучались в магнитоупорядоченных системах, упорядочивающихся сплавах и других материалах. К ним относятся геликоидальные магнитные структуры, жидкие кристаллы (хиральные смектики), интеркалированные соединения графита (структуры, состоящие из чередующихся исходных слоев углерода и новых слоев, образованных введенными между ними атомами металла), решетки вихрей в сверхпроводниках второго



Станислав Александрович Гриднев, доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела Воронежского государственного технического университета. Область научных интересов — сегнетоэластики, сегнетоэлектрики, неупорядоченные полярные диэлектрики, релаксоры, дипольные стекла.

рода и др. И прежде чем говорить о сегнетоэлектрических проявлениях несоизмерности, поясним, что, собственно, она из себя представляет.

Несоразмерная фаза — что это такое?

Отличительная особенность несоизмерной, или модулированной, фазы — наличие в ней сверхструктуры. Известно, что сверхструктура возникает в тех случаях, когда фазовый переход в кристалле сопровождается изменением трансляционной симметрии, т.е. изменением числа атомов в элементарной ячейке, а значит, и умножением (мультипликацией) объема последней.

Для большей наглядности и простоты рассмотрим возникновение сверхструктуры в результате структурного фазового перехода на примере простой двумерной решетки, содержащей два сорта атомов: А (большие кружки) и В (маленькие кружки). Пусть в исходной высокосимметричной фазе атомы А и В расположены так, как показано на рис.1,а: атомы А образуют квадратную решетку с периодом a , атомы В находятся в центре каждой ячейки. Нетрудно убедиться в том, что, если взять в качестве элементарной ячейки квадрат со стороной a (на рисунке он заштрихован) и многократно повторять его (транслировать) в двух взаимно перпендикулярных направлениях, можно построить весь

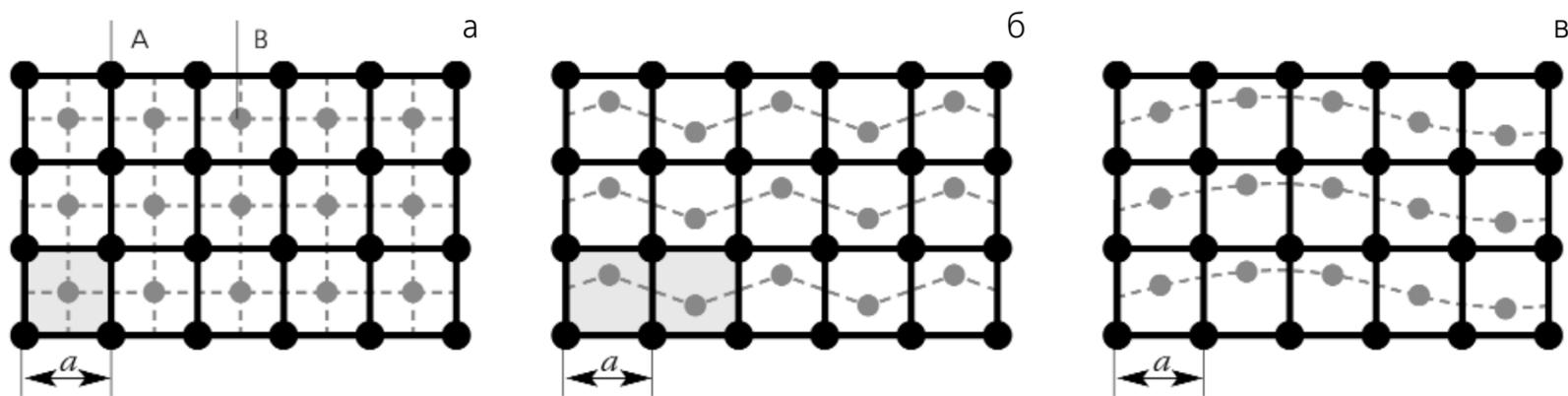


Рис. 1. Образование в модельном кристалле со структурной формулой типа АВ (а) сверхструктуры. В одном случае (б) новый период соизмерим с параметром элементарной ячейки (он вдвое больше), а в другом (в) — длина замороженной волны смещений несоизмерима с параметром элементарной ячейки и образуется несоизмерная структура.

плоский модельный кристалл. То же самое удастся проделать и в трех измерениях. Именно это подразумевают, когда говорят, что кристалл имеет трехмерную трансляционную симметрию с периодом трансляции, равным a .

Трансляционная симметрия может измениться при фазовом переходе, точнее, период трансляции может увеличиться и стать кратным величине a : $a = na$, где n — целое число. Например, если в результате фазового перехода атомы В в соседних ячейках оказались смещенными от центра на одинаковое расстояние в противоположных направлениях (рис.1,б), в новой низкосимметричной фазе элементарная ячейка равна удвоенной ячейке исходной симметричной фазы и содержит большее число атомов, т.е. произошло изменение трансляционной симметрии кристалла. На рисунке видно, что соединенные штриховыми линиями атомы В образуют *замороженную волну смещений*, период которой в два раза больше периода кристаллической решетки исходной фазы. Таким образом, в результате фазового перехода образовалась сверхструктура с периодом, удвоенным по отношению к исходному. Причем она соизмерима с кристаллической решеткой, поскольку отношение периода волны смещений к периоду решетки выражается ра-

циональным числом (изменяется в целое число раз), поэтому новая низкосимметричная фаза называется *соразмерной*.

Иная ситуация возникает в кристалле, когда смещения атомов В относительно их исходных положений также образуют в новой фазе сверхструктуру, но период замороженной волны смещений зависит от внешних условий (температуры, давления и пр.) и пробегает при изменении этих условий некоторый непрерывный интервал значений как соизмеримых, так и несоизмеримых с периодом кристаллической решетки. Это означает, что отношение длины волны смещений к параметру элементарной ячейки может быть любым, в том числе и иррациональным числом. В последнем случае возникшая фаза является *несоразмерной фазой* со сверхструктурой (рис.1,в). Теперь невозможно выбрать такую элементарную ячейку, транслируя которую можно было бы построить кристалл, — в новой фазе исчезла трансляционная симметрия и, значит, отсутствует дальний порядок в расположении атомов. В данном случае мы встретились с интересной и нетрадиционной для кристаллов ситуацией, когда в кристалле со строго определенным расположением атомов возникает неупорядоченная фаза без трансляционной симметрии.

Возвращаясь к сегнетоэлектрикам, вспомним: когда они самопроизвольно поляризуются, их состояние описывается с помощью величины, называемой поляризацией. Последняя характеризует дипольный момент, возникающий в объеме материала. Несоразмерную структуру можно представить как пространственную модуляцию (замороженную волну) спонтанной поляризации. По этой причине суммарная макроскопическая поляризация образца сегнетоэлектрика в несоизмерной фазе равна нулю.

Фазовые переходы становятся в очередь

Несоразмерная фаза в сегнетоэлектриках обычно наблюдается как промежуточная, расположенная на фазовой диаграмме между двумя обычными соразмерными фазами (рис.2). Температурный интервал ее существования в разных кристаллах изменяется от единиц до сотен градусов. Более симметричную фазу, в которой спонтанной поляризации не бывает, обычно называют нормальной, а менее симметричную — соразмерной полярной фазой. Таким образом, при понижении температуры стандартная схема переходов включает в себя следующую последовательность: соразмерная нормальная — несоизмер-

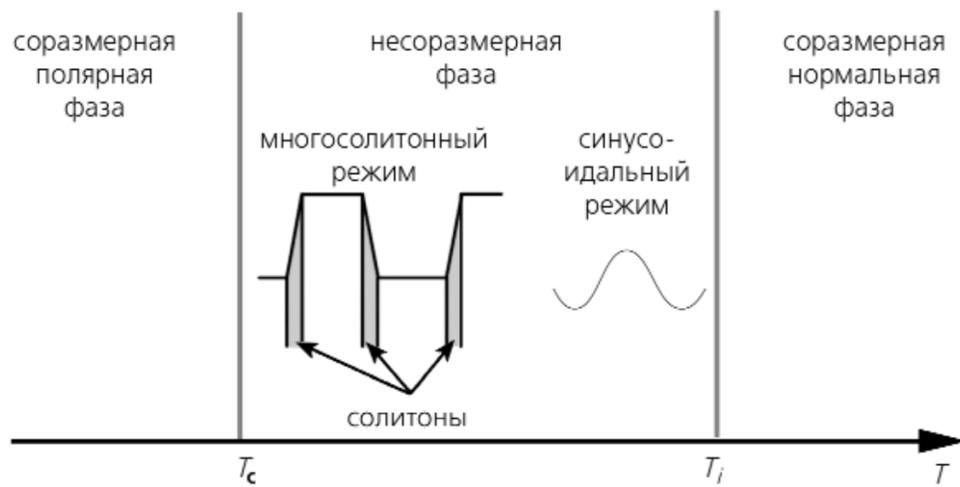


Рис.2. Схематическое представление последовательности трех фаз; изменение режима в несоизмеримой фазе от синусоидальной модуляции к решетке соразмерных областей, разделенных нарушениями соизмеримости — солитонами.

ная — соразмерная полярная фаза. Низкотемпературная фаза является сегнетоэлектрической, и структура ее такова, что она могла бы возникнуть в результате фазового перехода из нормальной фазы непосредственно в соразмерную сегнетоэлектрическую без всякой промежуточной. Однако раньше возникла другая фаза — несоизмеримая, которая «вклинилась» между двумя соразмерными.

На температурной шкале несоизмеримая фаза ограничена снизу температурой Кюри T_c , а сверху — температурой T_i . При охлаждении из несоизмеримой фазы через T_c система переходит в соразмерную сегнетоэлектрическую, а при нагревании через T_i — в соразмерную нормальную фазу. В зависимости от того, вблизи какой из температур (T_c или T_i) в несоизмеримой фазе находится система, будут наблюдаться существенно разные картины изменения поляризации. При температурах вблизи точки перехода T_i распределение этого параметра в замороженной волне имеет синусоидальный характер. При удалении от T_i вглубь несоизмеримой фазы увеличивается вклад высших гармоник в пространственное распределение поляризации и поэтому вблизи

T_c несоизмеримая структура становится похожей на периодическую доменную структуру соразмерной сегнетоэлектрической фазы, период которой закономерно изменяется с температурой. Итак, профиль несоизмеримой модуляции постепенно изменяется от чисто синусоидального вблизи T_i до почти прямоугольного вблизи T_c (рис.2). В последнем случае говорят также о периодической решетке солитонов, обозначая термин *солитон* границу между доменами в несоизмеримой фазе.

Термодинамическая теория фазовых переходов в несоизмеримую фазу дает следующее выражение для расстояния между солитонами L_0 (или периода модуляции) в равновесном случае [2]:

$$L_0 = \delta \ln \frac{a_2}{a_1(T - T_c)} + \delta \ln \ln \frac{a_2}{a_1(T - T_c)} + \dots, \quad (1)$$

где δ — величина порядка ширины солитона, a_2 — коэффициент, слабо зависящий от температуры вблизи T_c , $a_1(T - T_c)$ — поверхностная энергия солитона.

Из формулы (1) видно, что при приближении к переходу из несоизмеримой в соразмерную фазу ($T \rightarrow T_c$) расстояние между

солитонами увеличивается, в идеальном случае оно стремится к бесконечности, а кристалл — к монодоменному состоянию, и происходит непрерывный переход в соразмерную фазу. В большинстве реальных случаев, однако, расстояние между солитонами вблизи T_c остается конечным и этот переход носит скачкообразный характер.

Как правило, фазовый переход в точке T_i оказывается переходом второго рода, а соразмерно-несоразмерный переход в точке T_c — переходом первого рода, близким к трикритической точке на фазовой диаграмме (где линия фазовых переходов второго рода превращается в линию фазовых переходов первого рода). Следовательно, значения диэлектрической проницаемости ϵ при $T = T_c$ должны быть высокими, а в несоизмеримой фазе вблизи T_c ее температурная зависимость описывается законом Кюри—Вейса:

$$\epsilon = \epsilon_\infty + \frac{C_w}{T - T_c}, \quad (2)$$

где C_w — постоянная Кюри—Вейса, ϵ_∞ — значение диэлектрической проницаемости вдали от точки перехода.

Вблизи T_i диэлектрическая проницаемость также изменяется с температурой по закону Кюри—Вейса с одинаковыми C_w в обеих фазах, но разными параметрами T_c . Поэтому кривая $\epsilon(T)$ испытывает излом в T_i — точке пересечения этих кривых.

Из вышесказанного нетрудно понять, почему ϵ растет при приближении к T_c со стороны несоизмеримой фазы. При охлаждении кристалла расстояние между солитонами в соответствии с (1) будет увеличиваться, а их равновесная плотность — уменьшаться, так как при этом часть солитонов «покинет» кристалл (не поместится в нем), а остальные подобно гармошке раздвинутся. Поскольку число солитонов при приближении к T_c становится все меньше и меньше, их смещение под дей-

ствием электрического поля будет происходить тем легче, чем дальше они расположены друг от друга, т.е. чем слабее они взаимодействуют. Именно поэтому величина ϵ , которая характеризует скорость изменения поляризации под действием поля, будет увеличиваться при приближении температуры к T_c .

Наличие в сегнетоэлектрическом кристалле несоизмерной фазы приводит к целому ряду необычных и интересных явлений. Связаны они прежде всего с тем, что при иррациональном отношении периода замороженной волны к периоду основной кристаллической структуры потенциальная энергия кристалла не меняется при сдвиге замороженной волны как целого. В самом деле, из-за несоизмеримости длины этой волны с параметром a базовой решетки (рис.1,в) атомы В при переходе от одной ячейки к другой смещаются таким образом, что величина смещения ни разу не повторяется, т.е. кристалл характеризуется бесконечным набором данных величин. Если теперь волну смещений переместить как целое, картина смещений будет иметь такой же характер, что и до переноса замороженной волны, и потенциальная энергия кристалла, которая определяется взаимным расположением атомов, останется неизменной. Все сказанное означает, что несоизмерная структура относится к *вырожденным* системам, энергия которых не меняется при однородном по объему изменении (здесь — непрерывном) некоторого параметра системы.

Чудеса вырождения

Вырожденность несоизмерной структуры приводит к весьма специфическим свойствам. Так, в ней возможно бесконечное многообразие доменных стенок: по мере удаления от температуры перехода из несоизмерной фазы ширина доме-

нов уменьшается и затем при приближении к T_i становится сравнимой с шириной доменной стенки. По сути такую структуру уже нельзя назвать доменной, скорее это замороженная волна атомных смещений (рис.1,в).

Другое важное следствие вырожденности — влияние на свойства несоизмерной структуры со стороны дефектов кристаллической решетки, которые могут закреплять (пиннинговать — от английского pin — булавка) солитоны, а следовательно, фиксировать замороженную волну. Благодаря этому случайно расположенные дефекты конечной концентрации искажают несоизмерную структуру. Однако дефекты закрепляют волну смещений не абсолютно жестко: она может перемещаться относительно них, преодолевая при этом некоторый энергетический барьер. Такие переходы возможны в результате термически активированного процесса даже при сколь угодно слабой силе, стремящейся сместить волну. Поэтому в кристалле

с дефектами в несоизмерной фазе возникает множество долгоживущих метастабильных состояний, которые связаны с существованием несоизмерной модуляции и дефектов решетки, что приводит к аномально большому термическому гистерезису различных физических свойств.

Уже в первых исследованиях диэлектрических свойств несоизмерных структур, выполненных Б.А.Струковым на кристаллах $(\text{NH}_4)_2\text{BeF}_4$ [3] и К.Хамано на образцах Rb_2ZnCl_4 [4], были получены удивительные результаты. Прежде всего было обнаружено, что не совпали кривые температурной зависимости диэлектрической проницаемости $\epsilon(T)$ при нагревании и при охлаждении во всей несоизмерной фазе и в некоторой области соразмерной фазы ниже T_c (рис.3). Наиболее сильно гистерезис выражен в низкотемпературной области несоизмерной фазы вблизи T_c , а при приближении к T_i гистерезисные явления становятся слабее [5]. Так как регистрируются две различ-

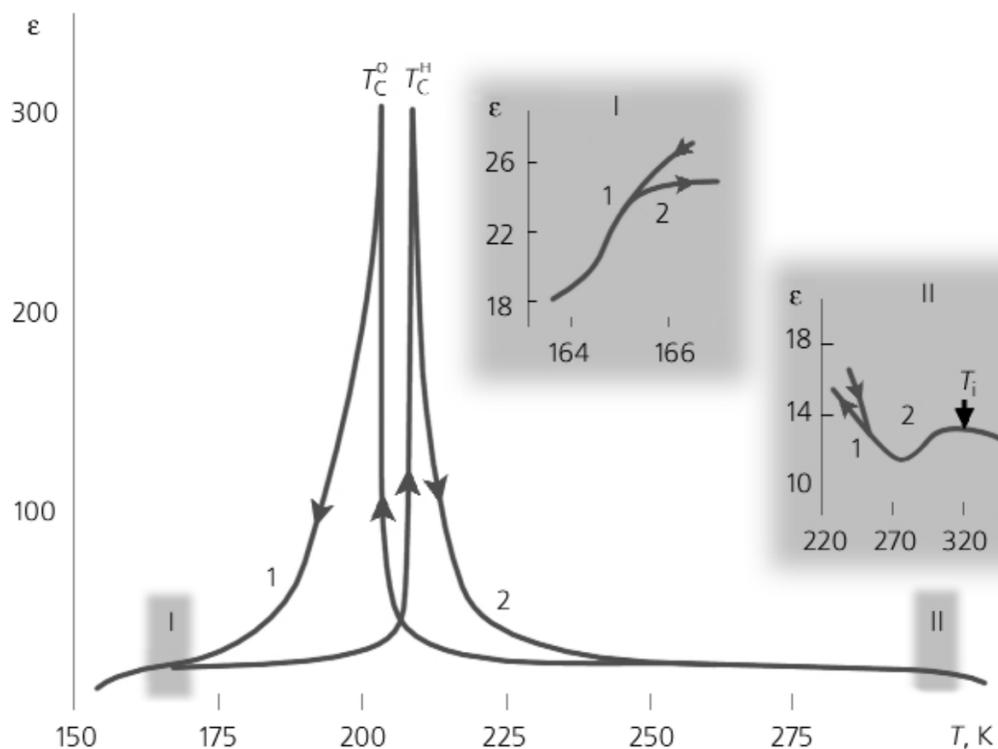


Рис.3. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости кристалла Rb_2ZnCl_4 при охлаждении (1) и нагревании (2) в окрестности фазового перехода из несоизмерной в соразмерную полярную фазу. На вставках — кривые $\epsilon(T)$ в увеличенном масштабе вблизи граничных температур аномального термического гистерезиса.

ные зависимости $\epsilon(T)$ для нагрева и охлаждения, следует различать температуру Кюри при нагревании T_c^H и при охлаждении T_c^O .

Наблюдаемый термический гистерезис имеет иную природу, чем обычный гистерезис свойств при фазовых переходах первого рода. Было высказано предположение, что он обусловлен пиннингом солитонов за счет дефектов и примесей. При эволюции модулированной структуры в сторону равновесия период модуляции стремится к своему равновесному значению, а пиннинг солитонов задерживает изменение периода модулированной структуры. Если это так, можно ожидать, что гистерезисные явления будут выражены сильнее в кристаллах, содержащих больше дефектов. В самом деле, специально поставленные эксперименты на кристаллах с заранее известной концентрацией примесей (К.Хамано [6]; Б.А.Струков [7]; П.Сант-Грегуар [8]) подтвердили, что с ее ростом увеличивается температурный диапазон, в котором наблюдается гистерезис.

Отметим, что пиннинг солитонов в принципе возможен даже в бездефектном (идеальном) кристалле из-за взаимодействия солитонов с атомами базовой кристаллической решетки. В некотором температурном интервале вблизи T_c , где толщина солитона становится очень узкой, равной нескольким периодам решетки, солитоны начинают тормозиться, и процесс установления равновесного состояния замедляется. Вполне возможно, что в этом случае энергия взаимодействия между солитонами станет меньше энергии пиннинга и солитоны окажутся закрепленными атомами базовой решетки в случайных положениях. Следовательно, дискретность базовой решетки может действовать как случайное поле, разрушающее дальний порядок в солитонной подрешетке вблизи T_c . Однако, согласно

оценкам, температура, при которой энергия пиннинга становится сравнимой с энергией взаимодействия солитонов, находится очень близко к T_c , что не позволяет объяснить аномальный термический гистерезис в широком интервале температур. Так что дискретность базовой решетки не единственная причина пиннинга солитонов и гистерезиса, на них гораздо большее влияние оказывают дефекты.

Как следует из результатов экспериментальных исследований, основной причиной аномального термического гистерезиса служит образование в несоизмерной фазе модулированной волны дефектов. Точечные дефекты под действием силового поля солитонов перемещаются к ним и образуют вблизи них облака дефектов, которые закрепляют солитоны. Поэтому при достижении температуры T_c^O плотность солитонов не становится равной нулю, как это было бы при равновесии, а остается конечной не только в этой точке, но и при охлаждении кристалла в соразмерную фазу. При дальнейшем понижении температуры энергия стенок будет увеличиваться и кристалл постарается избавиться от них, т.е. плотность солитонов будет уменьшаться. Среднее расстояние между ними настолько возрастет, что взаимодействием солитонов друг с другом можно пренебречь; тогда смещение солитонов под действием поля станет определяться пиннингом, поэтому ϵ будет убывать при понижении температуры ниже T_c^O .

Если после охлаждения в соразмерную фазу до температуры, когда солитонов не осталось совсем, начать вновь нагревать кристалл, можно увидеть, что ϵ слабо зависит от температуры вплоть до T_c^H . В области температур, близкой к T_c^H , сразу же с появлением первых солитонов ϵ резко возрастает, а затем начинает уменьшаться по мере увеличения их плотности с ростом

температуры. Такого типа гистерезисные зависимости $\epsilon(T)$ наблюдаются в экспериментах (рис.3).

Все течет, все изменяется

Если измерения проводить при некоторой фиксированной температуре (при изотермической выдержке образца) достаточно долго, во всей температурной области гистерезиса наблюдается изменение со временем (релаксация) диэлектрической проницаемости, упругих модулей и других характеристик, свидетельствующее о релаксации метастабильных состояний и приближении несоизмерной структуры с дефектами к равновесию. Примечательно, что возникшие метастабильные состояния выглядят вполне стабильными как при нагревании, так и при охлаждении — времена релаксации для разных кристаллов составляют величины порядка нескольких часов и даже десятков часов.

Если после нагрева или охлаждения температуру стабилизировать, происходит непрерывное изменение ϵ со временем до равновесной величины, которая лежит между кривыми $\epsilon(T)$, снятыми в режиме нагрева и охлаждения (рис.4). На кривой нагрева для кристалла Rb_2ZnCl_4 временные зависимости ϵ достаточно хорошо аппроксимируются выражением [9]:

$$\epsilon(t) = \epsilon_\infty + \epsilon_1 \exp(-\sqrt{t/\tau_1}) + \epsilon_2 \exp(-\sqrt{t/\tau_2}), \quad (3)$$

а на кривой охлаждения — формулой с двумя слагаемыми:

$$\epsilon(t) = \epsilon_\infty + \epsilon_3 \exp(-\sqrt{t/\tau_2}), \quad (4)$$

где ϵ_∞ — равновесная диэлектрическая проницаемость при данной температуре; $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ — предэкспоненциальные множители, слабо зависящие от температуры; τ_1 — время релаксации, связанное с наличием полярных областей соразмерной фазы

в некотором температурном интервале выше T_c^H , τ_2 — время релаксации, обусловленное перестройкой солитонной структуры, t — время.

Наличие в несоизмерной фазе двух релаксационных процессов с временами релаксации τ_1 и τ_2 отражает факт сосуществования соразмерной и несоизмерной фаз при $T = T_c^H$. Его можно объяснить тем, что движение доменных границ из-за их взаимодействия с дефектами и примесями затруднено. Сами же временные зависимости ϵ в области гистерезиса обусловлены постепенным установлением равновесия солитонной структуры — процессы зарождения и разрастания солитонов занимают определенное время. После изменения температуры период несоизмерной волны не может принять равновесную величину сразу, а проходит последовательность всех разрешенных для него значений в результате движения солитонов и их взаимодействия с примесными и базисными атомами кристаллической решетки. Поэтому время формирования волны модуляции при какой-либо определенной температуре складывается из длительностей стадий достижения всех предшествующих значений.

Релаксация диэлектрической проницаемости происходит также и в соразмерной сегнетоэлектрической фазе в области аномального гистерезиса. Временные зависимости ϵ на кривой охлаждения описываются суммой двух дробно-экспоненциальных функций, аналогичных (3), в которой одно время релаксации обусловлено динамикой сегнетоэлектрических доменных границ, а второе — изменением концентрации солитонов.

На кривой нагревания в соразмерной фазе релаксационные явления наблюдаются лишь при специальном режиме измерения. Кристалл необходимо предварительно охладить до температуры, ниже которой со-

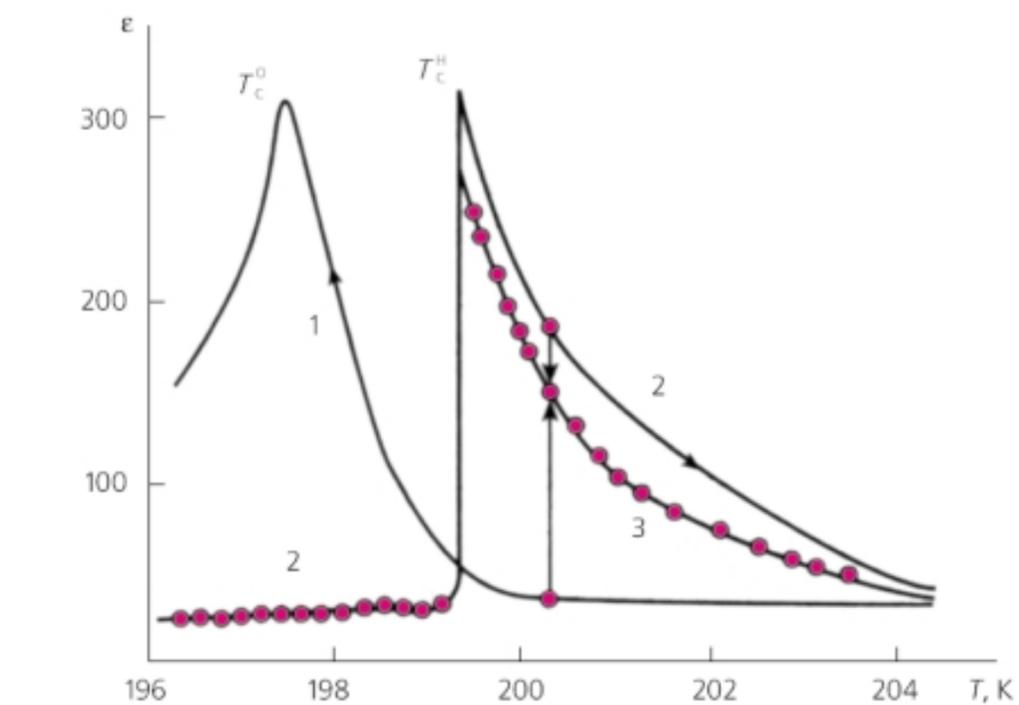


Рис. 4. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости кристалла Rb_2ZnCl_4 в окрестности точки Кюри при охлаждении (1) и нагревании (2). Экспериментальные точки соответствуют равновесным значениям диэлектрической проницаемости (3).

литоны уже отсутствуют, затем нагреть до выбранной температуры, заставить стабилизировать эту температуру и после всего этого внешним переменным напряжением вывести доменную структуру из состояния равновесия. Тогда после отключения внешнего напряжения происходит изменение ϵ со временем по дробно-экспоненциальному закону типа (4), включающему время релаксации доменной структуры. Равновесные значения ϵ в соразмерной фазе после релаксации совпадают со значениями ϵ на кривой $\epsilon(T)$ в режиме нагревания.

Таким образом, в кристалле с дефектами несоизмерная структура имеет множество метастабильных состояний, поэтому приближение к равновесию обладает особенностями, характерными для неупорядоченных систем, в частности, имеет место долговременная релаксация, которая описывается не простыми экспоненциальными зависимостями от времени, а дробно-экспоненциальными функциями.

Метаморфозы солитонной структуры

Внешнее электрическое поле E резко уменьшает диэлектрическую проницаемость вблизи T_c , но практически не влияет на ширину области температурного гистерезиса соразмерно-несоразмерного фазового перехода, т. е. величина $T_c^H - T_c^0$ остается той же самой.

В результате многочисленных исследований на различных кристаллах установлено, что T_c почти линейно (с логарифмической поправкой) смещается под действием электрического поля в область более высоких температур согласно следующей эмпирической зависимости:

$$\Delta T_c = T_c^E - T_c^{E=0} = \frac{E \Delta T_c}{A} \left(1 + \ln \frac{4A}{E} \right), \quad (5)$$

где A — постоянный коэффициент, E — модуль напряженности электрического поля.

Смещение T_c под действием поля означает, что сильное элек-

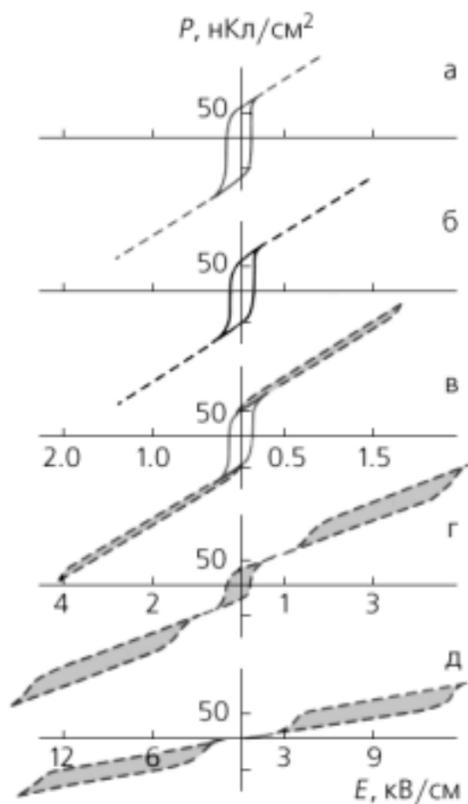


Рис.5. Температурная эволюция петель гистерезиса $P(E)$, снятых после нагревания кристалла Rb_2ZnCl_4 из полярной фазы, при различном удалении от T_c^* : -0.7 К (а), 0 (б), $+0.8$ К (в), $+1.6$ К (г) и $+4.1$ К (д).

трическое поле E индуцирует в несоизмерной фазе сегнетоэлектрическую фазу. Обычно наличие индуцированных полем фазовых переходов приводит к образованию двойных гистерезисных петель поляриза-

ции P в зависимости от поля E . Для сегнетоэлектриков с несоизмерными фазами такие петли имеют особый вид (рис.5): ниже T_c^* во всей области соизмерной фазы петли $P(E)$ имеют обычную для сегнетофазы форму одинарных петель (кривые а и б); затем они начинают изменяться так, что при температурах чуть выше T_c^* поляризация кристалла устанавливается двумя ступенями, и петли приобретают форму тройных петель гистерезиса (кривые в и г); при более высоких температурах ($T > T_c^* + 4.1$ К) наблюдаются двойные петли гистерезиса (кривая д) [10].

Необычные тройные петли можно видеть только при температурах чуть выше T_c^* , причем механизм их образования обусловлен тем, что в области не очень высоких полей сосуществуют несоизмерная и соизмерная фазы, а вторая ступенька поляризации в сильных полях связывается с индуцированным полем фазовым переходом. Однако тройные петли гистерезиса оказываются неравновесными, постепенно (за время релаксации) они превращаются в двойные, поскольку при изотермической выдержке исчезают области несоизмерной фазы, «затянутые» при нагревании в несоизмерную фазу.

Особенности физических свойств кристаллов в несоизмерно модулированной фазе в большой мере связаны с необычностью границ (солитонов), существующих между ее доменоподобными состояниями. Именно динамика солитонов в реальных (содержащих дефекты) кристаллах и их взаимодействие с различными дефектами кристаллической структуры ответственны за проявление разнообразных особых свойств. Конечно, все то, что изложено в данной статье, не исчерпывает многообразия физических свойств и явлений в кристаллах с несоизмерной фазой. Не коснулись мы и возможных в перспективе применений этих кристаллов, в частности, в устройствах долговременной памяти, в оптических приборах с перестраиваемой в широком диапазоне дифракционной решеткой и др. Пока не все процессы, происходящие в несоизмерных структурах, совершенно ясны; ряд явлений, о которых говорилось выше, и некоторые другие требуют дальнейшего длительного изучения. ■

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Проект 01-02-16097.

Литература

1. Физика сегнетоэлектрических явлений / Под ред. Г.А.Смоленского. М., 1985. С.117—123.
2. Струков Б.А., Леванюк А.П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. 2-е изд. М., 1995. С.229—265.
3. Струков Б.А. Сегнетоэлектрические свойства сульфата, кислого сульфата и фтористого аммония: Дис. канд. физ.-мат. наук. М., Ин-т кристаллографии АН СССР, 1963.
4. Hamano K., Hishinuma T., Ema K. // J. Phys. Soc. Japan. 1981. V.50. P.2666—2669.
5. Gridnev S.A. // Ferroelectrics. 2002. V.266. P.171—203.
6. Hamano K., Ikeda Y., Fujimoto T. et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1980. V.49. P.2278—2283.
7. Strukov B.A., Kobayashi J., Uesu Y. // Ferroelectrics. 1985. V.64. P.54—59.
8. Saint-Gregoire P., Mezzane D. // Ferroelectrics. 1988. V.88. P.257—263.
9. Gridnev S.A., Gorbatenko V.V., Prasolov B.N. // Ferroelectrics. 1995. V.164. P.349—352.
10. Гриднев С.А. Сегнетоэлектрические кристаллы с несоизмерными фазами // Современное естествознание. М., 2000. Т.5. С.263—268.