

К теории фазовых переходов в релаксорах

© Р.Ф. Мамин

Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Российской академии наук,
420029 Казань, Россия

E-mail: mamin@dionis.kfti.knc.ru

(Поступила в Редакцию 27 июля 2000 г.)

В окончательной редакции 30 ноября 2000 г.)

Показана важность учета локализации носителей заряда на примесных центрах. Локализованные заряды создают локальные электрические поля и таким образом стимулируют возникновение индуцированной поляризации вблизи фазового перехода. Направление этой поляризации определяется пространственным распределением центров, занятых носителями заряда. Температурный ход диэлектрической проницаемости определяется динамикой заполнения локальных центров при понижении температуры. Дисперсия диэлектрической проницаемости определяется колебательными свойствами локальных состояний, образующихся вокруг локализованного заряда. Рассмотрение особенностей фазовых переходов в релаксорах выполнено на термодинамическом уровне.

Соединения с размытыми фазовыми переходами, которые часто называют релаксорами, являются одними из наиболее интенсивно изучаемых сегнетоэлектрических материалов [1–33]. Первые исследования, в результате которых было обнаружено размытие максимума диэлектрической проницаемости, были проведены на поликристаллических образцах твердых растворов $\text{Ba}(\text{Ti}, \text{Sn})\text{O}_3$ [1,2] и $\text{Ba}(\text{Ti}, \text{Zr})\text{O}_3$ [3]. Наиболее известными из семейства этих материалов являются следующие соединения: $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3})\text{O}_3$ [PMN] [4–6] и $\text{Pb}_{1-y}\text{La}_y(\text{Zr}_{1-x}\text{Ti}_x)\text{O}_3$ [PLZT ($y/1-x/x$)] [11,18]. Неугасающий интерес в этом соединениям обусловлен совокупностью сегнетоэлектрических, пьезоэлектрических и оптических свойств, а также возможностью использования этих материалов в разнообразных устройствах электронной техники. В частности, оптически прозрачные релаксоры являются прекрасной средой для накопления информации, индуцированной светом. Это явление связано с захватом генерируемых светом носителей заряда локальными центрами.

Несмотря на то что исследование этих соединений длится уже весьма давно, удовлетворительного понимания физических механизмов происходящих в них процессов и однозначной интерпретации наблюдаемых явлений до сих пор нет. Основной проблемой является правильное описание температурного и частотного поведения диэлектрической проницаемости. Многочисленные экспериментальные данные показывают также, что свойства низкотемпературной фазы зависят от предыстории образцов. Таким образом, в низкотемпературной фазе эти соединения проявляют неэргодическое поведение. Природа низкотемпературной фазы остается недостаточно ясной до сих пор. Вместе с тем выяснение некоторых из этих вопросов может быть достигнуто на основе весьма простых, преимущественно термодинамических соображений. В настоящей работе изложен такой термодинамический подход. Важную роль в этой теории будут играть процессы локализации носителей заряда на локальных центрах, поэтому мы также подробно обсудим

особенности этих локальных центров. Известно, что возникновение релаксорного поведения связано с существующим беспорядком в расположении атомов [3–10]. Для случая PMN это беспорядок в B -позиции атомов магния и ниобия. Но на примере PMN и PLZT можно заметить, что к релаксорному поведению приводит не любой беспорядок, а только тот, который связан с беспорядком в распределении зарядов. Это можно проследить на примере всех известных релаксоров, но и этот факт является только необходимым условием, но не достаточным. Как мы полагаем, таким дополнительным условием возникновения релаксорного поведения является совпадение температуры фазового перехода с температурной областью термозаполнения локальных центров. Известно, что свойства релаксоров можно существенно менять введением даже незначительного количества примесей, которые влияют на зарядовое состояние соединений. При этом сдвиг температуры максимума диэлектрической проницаемости может достигать 50 К и более. Также известно, что добавление лантана, который создает избыточный заряд, в PLZT приводит к релаксорному поведению. Более того, еще на ранней стадии исследования титаната бария было обнаружено, что освещение образцов, которое существенно меняет заселенность локальных центров, и другие подобные воздействия могут сдвинуть температуру фазового перехода в сторону более низких температур, в некоторых случаях даже на 10 К и более. Теоретический подход, описывающий сдвиг температуры фазового перехода за счет заполнения уровней, хорошо известен. Он был разработан для описания влияния освещения на структурные фазовые переходы. Идея применения подобного подхода для описания размытых фазовых переходов в сегнетоэлектриках была высказана в работе [34]. Исходя из всего изложенного очевидно, что подобные эффекты должны быть сильны во всех перовскитах, в том числе и в соединениях с размытым фазовым переходом. Именно такой подход мы постараемся использовать в настоящей работе.

1. Модель

Свойства структурных фазовых переходов в полупроводниках во многом определяются взаимным влиянием электронной и решеточной подсистем. Это приводит к изменению энергетических интервалов электронного спектра при фазовом переходе и к сдвигу температуры фазового перехода при изменении заселенности ловушек [35].

С понижением температуры происходит постепенное заполнение уровней прилипания, причем эффективный температурный интервал, где происходит заполнение ловушек, составляет 10–40 К. В этой области температур возможно появление особенностей в структурных свойствах системы. Такое поведение наиболее вероятно, если интересующая нас область температур находится вблизи температуры фазовых переходов. Именно такая ситуация является предметом нашего исследования.

При локализации носителей заряда на локальных центрах, согласно общим представлениям, вокруг них возникает деформация и появляется локальная поляризация. В этом смысле такое образование будет представлять локализованный полярон. Важно отметить, что характерная частота колебаний такого образования, опять-таки исходя из общих представлений, будет определяться характерными временами как решеточной, так и электронной подсистем. Локализованные заряды создают локальные электрические поля, которые в свою очередь стимулируют возникновение индуцированной поляризации. Направление этой поляризации определяется пространственным распределением этих уровней, занятых носителями заряда. При T_c спонтанная поляризация будет направлена вдоль этих полей (рис. 1).

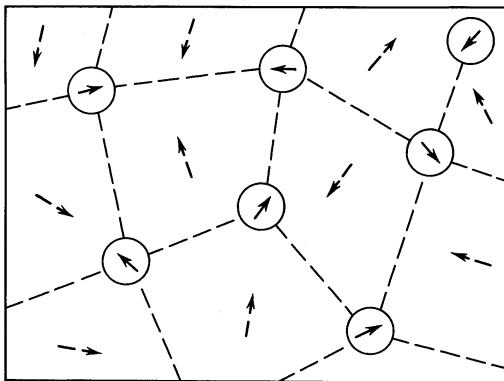


Рис. 1. Схематическая картина разбиения пространства образца на области с различными направлениями индуцированной поляризации. Кружки со стрелками внутри обозначают поляризованные области вокруг локализованных носителей. Штриховые стрелки показывают преимущественные направления индуцированной поляризации в микрообластях.

2. Основные уравнения

Рассмотрим сегнетоэлектрик с примесными центрами вблизи фазового перехода. Термодинамический потенциал, описывающий поведение параметра порядка (поляризации) η вблизи температуры фазового перехода в нашей системе, с учетом влияния электронной подсистемы запишется следующим образом [34–36]:

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha\eta^2 + \beta\eta^4 + \gamma\eta^6 + \tilde{E}_g m - E\eta. \quad (1)$$

Здесь Φ — термодинамический потенциал парафазы, α , β , γ — коэффициенты разложения решеточной части термодинамического потенциала по степеням параметра порядка, член $\tilde{E}_g m$ определяет вклад энергии электронной подсистемы [35], \tilde{E}_g — энергия электронов на уровнях прилипания (ловушках) (величина которой порядка ширины запрещенной зоны E_g), m — концентрация электронов на уровнях прилипания, E — внешнее электрическое поле (в дальнейшем последний член в выражении (1) не будем учитывать, полагая, что используются только слабые измерительные поля $E \approx 10$ В/см). Вблизи фазового перехода энергия электронов на уровнях прилипания может быть разложена по тем же компонентам параметра порядка, что и решеточная часть термодинамического потенциала

$$\tilde{E}_g = \tilde{E}_{g0} + a\eta^2 + b\eta^4 + \dots \quad (2)$$

Здесь \tilde{E}_{g0} — энергия электронов на уровнях прилипания в парафазе, a , b — коэффициенты разложения энергии электронов на ловушках по степеням параметра порядка. Подставив (2) в (1) и ограничиваясь двумя первыми членами в разложении (2), получим для разложения термодинамического потенциала следующее выражение:

$$\Phi = \Phi_0 + (\alpha + am)\eta^2 + \beta\eta^4 + \gamma\eta^6. \quad (3)$$

Здесь Φ_0 — термодинамический потенциал в парафазе с учетом энергии электронной подсистемы.

Таким образом, коэффициенты разложения термодинамического потенциала зависят от концентрации электронов на уровнях прилипания, и член am определяет сдвиг температуры фазового перехода за счет электронов на уровнях прилипания (ловушках) [35]. Изменение заполнения уровней прилипания может происходить не только при освещении, но и в результате термолокализации электронов на уровнях прилипания при понижении температуры, влияние электронной системы на фазовый переход следует учитывать и в последнем случае. Поскольку при термолокализации электронов с понижением температуры во всем образце изменяется распределение электрических полей, изменяются и все характеристики фазового перехода. На термодинамическом уровне это влияние электронной подсистемы на фазовый переход удаётся описать через непрерывный сдвиг температуры фазового перехода T_{cm} при постепенном

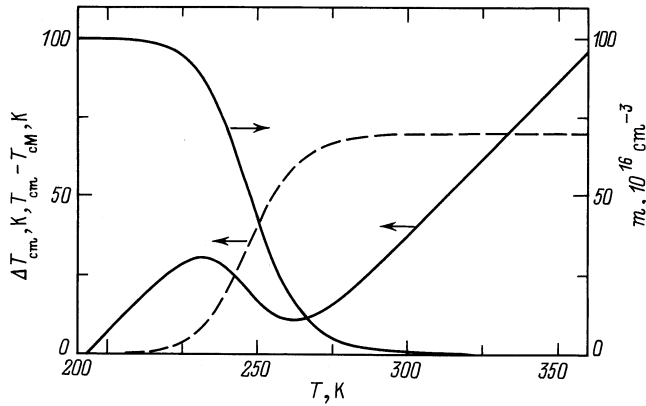


Рис. 2. Температурная зависимость эффективной температуры фазового перехода T_{cm} (4), отсчитанной от температуры T_{cm} (штриховая линия), фактического отклонения ΔT_{cm} от эффективной температуры фазового перехода $\Delta T_{cm} = T - T_{cm}$ (сплошная линия) и температурное поведение концентрации электронов на уровнях прилипания m (7).

заполнении ловушек (рис. 2) [34]

$$T_{cm} = T_c - \frac{am}{\alpha'}, \quad (4)$$

где T_c — температура фазового перехода в отсутствие электронной подсистемы или, другими словами, при пустых ловушках ($\alpha = \alpha'(T - T_c)$, $\alpha' = 2\pi/C$, C — константа Кюри–Вейса).

Уравнение, описывающее динамику параметра порядка η , запишем в виде релаксационного уравнения Ландау–Халатникова

$$\frac{d\eta}{dt} = -\Gamma \left[(\alpha + am)\eta + \beta\eta^3 + \gamma\eta^5 - \delta \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right]. \quad (5)$$

Уравнение, описывающее динамику электронов на уровнях прилипания m и зависящее от параметра порядка, имеет следующий вид [36]:

$$\frac{dm}{dt} = \gamma_n n_0 (M - m) - \gamma_n m N_c \exp\left(-\frac{u}{kT}\right). \quad (6)$$

Здесь n_0 — равновесная концентрация носителей заряда в зоне проводимости при относительно низких температурах, M — концентрация уровней прилипания, γ_n — кинетический коэффициент, N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости, u — энергетический интервал от дна зоны проводимости до уровней прилипания (этот интервал на самом деле зависит от параметра порядка $u = u_0 + \tilde{a}\eta^2(x)$ [35], но в данной работе этим можно пренебречь).

3. Результаты

Динамика системы определяется тем, что характерные времена изменения параметра порядка η и концентрации электронов в ловушках m существенно различны

($\tau_\eta/\tau_m \ll 1$). Это позволяет исследовать данную проблему методом разделения быстрых и медленных процессов. Значение параметра порядка зависит от значения концентрации электронов на уровнях прилипания в данной точке и его пространственного распределения. Равновесное значение концентрации электронов на уровнях прилипания при данной температуре определяется из (3) в следующем виде [34,35]:

$$m = \frac{n_0 M}{n_0 + N_c \exp(-u/kT)}. \quad (7)$$

При этом время релаксации τ_m электронов на уровне прилипания будет определяться выражением

$$\tau_m = \left[\gamma_n (n_0 + N_c \exp(-u/kT)) \right]^{-1}. \quad (8)$$

Время релаксации τ_m вблизи фазового перехода становится достаточно долгим для описания локализации зарядов на ловушках и, как будет показано далее, для описания дисперсионной зависимости диэлектрической проницаемости. Температурная зависимость характерных времен релаксации τ_m (8) локализованных зарядов представлена на рис. 3.

В достаточно слабых полях индуцированная поляризация пропорциональна полю E . Таким образом, исходя из (5), (7), выше точки Кюри на любом от нее расстоянии диэлектрическая проницаемость будет иметь следующий вид [36]:

$$\varepsilon(\omega, T) = \varepsilon_\infty + \frac{2\pi}{\alpha_m(T) + i\tau_0(T)\omega}, \quad T > T_{cm}. \quad (9)$$

Здесь $\alpha_m(T) = \alpha'(T - T_{cm}(T))$, $T_{cm}(T)$ (4) — температура фазового перехода в реальной системе, которая теперь зависит от температуры через зависимость от

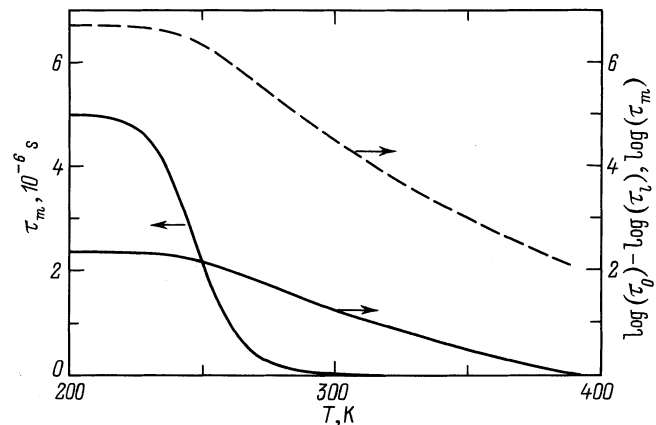


Рис. 3. Температурная зависимость характерных времен релаксации τ_m (8) локализованных зарядов, логарифма характерных времен релаксации $\log(\tau_0)$ (10). Штриховой линией обозначено температурное поведение логарифма характерных времен релаксации концентраций электронов на уровнях прилипания $\log(\tau_m)$.

температуры концентрации электронов на уровнях прилипания $m(T)$ (7). Отметим, что во всей интересующей нас области температур вблизи фазового перехода значение ε_∞ много меньше наблюдаемого значения ε ($\varepsilon \gg \varepsilon_\infty$).

Особенностью релаксоров является то, что характерная частота колебаний τ_0 индуцированной поляризации будет определяться характерными временами не только решеточной подсистемы τ_l (как это имеет место в обычных сегнетоэлектриках [36]), но и временами τ_m (8) электронной подсистемы [35,37,38]: $\tau_0 = (\tau_l \tau_m)^{1/2}$. Таким образом, τ_0 зависит от температуры следующим образом:

$$\tau_0(T) = \left(\gamma_m \tau_l [n_0 + N_c \exp(-u/kT)] \right)^{-1/2}. \quad (10)$$

С понижением температуры уровни прилипания заполняются до величины, близкой M (7). В результате эффективная температура фазового перехода T_{cm} (4) будет иметь значение T_{cm} ($T_{cm} = T_c - aM/\alpha'$). При температуре T_{cm} произойдет фазовый переход в состояние со спонтанной поляризацией. Поскольку локализованные заряды создают локальные электрические поля, в слабых внешних полях спонтанная поляризация в отдельных микрообластях будет направлена в различных направлениях в соответствии с пространственным распределением локализованных зарядов (рис. 1). Поэтому особенностей в ε , связанных с фазовым переходом при T_{cm} , мы не увидим, подобно тому как мы не видим особенностей в поведении $\varepsilon(\omega, T)$ (9) при пирозлектрическом фазовом переходе [36].

Этот факт необходимо учесть, вычитая из $\varepsilon(\omega, T)$ (9) значение $\varepsilon(\omega, T)$, которое наблюдалось, если бы при T_{cm} спонтанная поляризация возникала во всем образце сонаправленно. Учитывая также зависимость времени релаксации от температуры (10), получим окончательное выражение для температурного поведения и дисперсии $\varepsilon(\omega, T)$ в слабых полях для реального кристалла

$$\varepsilon(\omega, T) = \varepsilon_\infty + \frac{2\pi}{\alpha_m(T) + i\tau_0(T)\omega} - \frac{2\pi}{\alpha_M + i\tau_0(T)\omega}. \quad (11)$$

Здесь $\alpha_M = \alpha'(T - T_{cm})$. Выражение (11) определяет дисперсию и температурную зависимость диэлектрической проницаемости, которая имеет характерный вид, наблюдаемый при размытых фазовых переходах.

Температурная и дисперсионная зависимости реальной ε' и мнимой ε'' частей диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega, T)$ (11) представлены на рис. 4–6. На рис. 4 штриховой линией показана температурная зависимость величины $(\varepsilon(T))^{-1/2}$ (обратной величины из корня реальной части диэлектрической проницаемости). Это рисунок показывает, что в рамках нашего подхода удастся естественным образом описать экспериментальную зависимость вида $\varepsilon'(T) \approx (T - T_{cm})^{-2}$, которая часто обсуждается при описании размытых фазовых переходов [9,10]. При этом, поскольку рассматриваемый

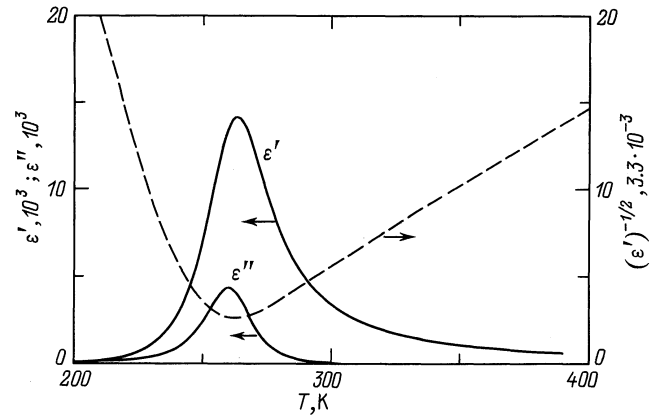


Рис. 4. Температурная зависимость реальной ε' и мнимой ε'' частей диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega, T)$ (11), штриховой линией показана температурная зависимость обратной величины реальной части диэлектрической проницаемости ε' вида $\varepsilon'(T) \approx (T - T_{cm})^{-2}$.

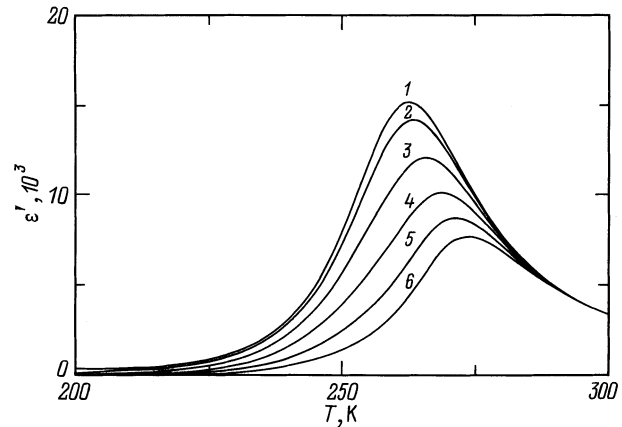


Рис. 5. Температурная и дисперсионная зависимость реальной ε' части диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega, T)$ (11) для различных значений частоты электромагнитного поля ω , kHz: 1 — 0.001, 2 — 1, 3 — 2, 4 — 3, 5 — 4, 6 — 5.

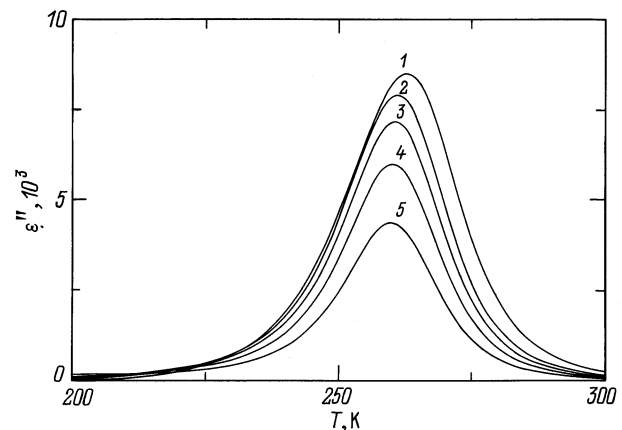


Рис. 6. Температурная и дисперсионная зависимости мнимой ε'' части диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega, T)$ (11) для различных значений частоты электромагнитного поля ω , kHz: 1 — 4, 2 — 2.5, 3 — 2, 4 — 1.5, 5 — 1.

в нашей теории случай близок к ситуации, реализуемой в PMN или в PLZT (8/65/35), использовались следующие значения параметров: $\gamma_n = 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$, $n_0 = 10^6 - 10^9$, $N_c = 10^{19}$, $M \approx 10^{16} - 10^{19}$ и $a \approx 10^{-19} - 10^{-15} \text{ cm}^3$, $T_c = 260 \text{ K}$, константа Кюри-Вейсса $C \approx 10^5 \text{ K}$ и $u \approx 0.7 \text{ eV}$. В случае, представленном на рисунках, $T_{cM} \approx 200 \text{ K}$. Как видно из рис. 5 и 6, в рамках нашего подхода также удастся достаточно точно описать поведение диэлектрической проницаемости, не применяя никаких дополнительных предположений типа: разброс температуры фазового перехода по образцу [9,10]; непрерывный набор времен релаксации [23–26].

В нашей теории важную роль играют процессы локализации носителей заряда на локальных центрах, поэтому мы подробно рассмотрим различные возможности исследований этих центров. Для выяснения природы локальных центров обсудим имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные по релаксорам и необходимость новых исследований.

4. Обсуждение

Как видно из проведенного рассмотрения, процессы локализации носителей заряда на локальных центрах играют главную роль в дисперсии диэлектрической проницаемости, поэтому мы также подробно обсудим различные возможности исследований этих локальных центров. Несмотря на очевидную важность изучения локальных центров и процессов их перезарядки, информация о них ограничена. При этом особенно важно изучение фотостимулированных процессов, что даст новую информацию об этих центрах. Однако такие исследования проводились только в ряде случаев, при этом образцы освещались либо только до, а не во время проведения измерений, либо интенсивность освещения была недостаточно велика, что существенно влияет на получаемые результаты.

Природу этих центров можно понять из проведенных ранее исследований PLZT [11]. Было показано, что новые резонансные линии в спектрах ЭПР, если облучение образцов перед началом измерений происходит при низких температурах, относятся к F -центрам. Эти линии отсутствуют в экспериментах без освещения или если освещение проводится при комнатной температуре. По нашему мнению, это свидетельствует о том, что при комнатной температуре эти локальные центры еще термоактивированы и носители заряда не могут на них локализоваться. А при низких температурах носители заряда локализуются на этих центрах. Характерно, что эти линии наблюдаются до температуры 200 К. Именно эта температура соответствует переходу в состояние с локальной спонтанной поляризацией. Поэтому следует предположить, что эти локальные центры начинают термоактивироваться при температуре 200 К. И именно эти локальные центры ответственны за размытость фазового перехода и за дисперсию диэлектрической проницаемо-

сти. К сожалению, в работе [11] видимо из-за технических трудностей не было проведено ЭПР исследований при постоянном освещении, что несомненно должно было бы дать новые качественные результаты. Также несомненно важны ЭПР исследования данных локализованных состояний при медленном охлаждении образцов. Можно предположить, что при таких измерениях можно будет исследовать постепенное возрастание амплитуды резонансных линий этих центров по мере понижения температуры и постепенного заполнения локальных центров. Обсудим природу этих центров. В [11] предполагается, что за эти центры ответственны либо вакансии кислорода, либо вакансии свинца. Однако согласно [12,39], проводимость в PLZT, скорее всего, дырочная. Поэтому следует полагать, что эти состояния образуются при расположении вакансии кислорода вблизи вакансии свинца. При этом такое образование проявляет себя как акцептор, и на нем может локализоваться дырка. Как показано в работе [40], энергия активации такого уровня должна быть порядка 0.7 eV, что хорошо согласуется с результатами теоретического рассмотрения, проведенного выше.

Значение энергии активации и температурная область локализации носителей заряда хорошо определяются из температурной зависимости проводимости. Значения использованных нами параметров хорошо согласуются с экспериментальными данными по проводимости [39]. Из работы [12] видно, что температурная область локализации носителей находится в районе температуры фазового перехода.

Таким образом, изложен термодинамический подход для описания размытых фазовых переходов в сегнетоэлектриках. Показана важность учета локализации носителей заряда на локальных центрах. Локализованные заряды создают локальные электрические поля и таким образом стимулируют возникновение индуцированной поляризации. Направление этой поляризации определяется пространственным распределением уровней, занятых носителями заряда. При структурном фазовом переходе спонтанная поляризация будет направлена вдоль этих полей. Дисперсия диэлектрической восприимчивости определяется колебательными свойствами локальных состояний и зависит не только от характерного времени решеточной подсистемы, но также от динамики электронов на уровнях прилипания. Надеемся, что настоящая работа будет стимулировать новые эксперименты, которые позволят проследить динамику заполнения локальных центров и определить природу этих образований.

Список литературы

- [1] Г.А. Смоленский, В.А. Исупов. ДАН СССР **9**, 653 (1954).
- [2] Г.А. Смоленский, В.А. Исупов. ЖТФ **24**, 1375 (1954).
- [3] Г.А. Смоленский, Н.П. Таруртин, Н.П. Груцин. ЖТФ **24**, 1584 (1954).

- [4] Г.А. Смоленский, В.А. Исупов, А.И. Аграновская, С.Н. Попов. ФТТ **2**, 10, 2906 (1960).
- [5] Г.А. Смоленский, Н.К. Юшин, С.И. Смирнов. ФТТ **27**, 3, 801 (1983).
- [6] В.А. Боков, И.Н. Мыльникова. ФТТ **3**, 3, 841 (1961).
- [7] L.E. Cross. *Ferroelectrics* **76**, 241 (1987).
- [8] L.E. Cross, S.J. Jang, R.E. Newnham, S. Nomura, K. Uchino. *Ferroelectrics* **23**, 187 (1980).
- [9] N. Setter, L.E. Cross. *J. Appl. Phys.* **68**, 2916 (1990).
- [10] V.A. Isupov. *Ferroelectrics* **143**, 109 (1993).
- [11] Ю.Л. Максименко, М.Д. Глинчук, И.П. Быков. ФТТ **39**, 1833 (1997).
- [12] A.E. Krumin, U.I. Ilyin, V.I. Dimza. *Ferroelectrics* **22**, 695 (1978).
- [13] E.V. Colla, E.Yu. Koroleva, N.M. Okuneva, S.B. Vakhrushev. *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1681 (1995).
- [14] D. Viehland, S.J. Jang, L.E. Cross, M. Wuttig. *Phys. Rev.* **B43**, 10, 8316 (1991).
- [15] D. Viehland, M. Wuttig, L.E. Cross. *Ferroelectrics* **120**, 71 (1991).
- [16] R. Sommer, N.K. Yushin, J.J. van der Klink. *Phys. Rev.* **B48**, 18, 13 230 (1993).
- [17] Z.-G. Ye, H. Schmid. *Ferroelectrics* **145**, 83 (1993).
- [18] V.I. Dimza, A.A. Strogis, A.E. Kapenieks, L.A. Shebanov, A.V. Plauze, R. Stumpe, M. Books. *Ferroelectrics* **90**, 45 (1989).
- [19] C. Boulesteix, F. Varnier, A. Llebaria, E. Husson. *J. Solid State Chem.* **108**, 141 (1994).
- [20] S.N. Dorogovtsev, N.K. Yushin. *Ferroelectrics* **112**, 18 (1990).
- [21] A.A. Bokov. *Ferroelectrics* **131**, 49 (1992).
- [22] G. Schmidt. *Ferroelectrics* **78**, 199 (1988).
- [23] G. Burns, F.H. Dacol. *Solid State Commun.* **48**, 10, 853 (1983).
- [24] G. Burns, F.H. Dacol. *Ferroelectrics* **104**, 25 (1990).
- [25] G. Burns, F.H. Dacol. *Solid State Commun.* **42**, 9 (1982).
- [26] A. Levstik, Z. Kutnjak, C. Filipic, R. Pirc. *Phys. Rev.* **B57**, 11 204 (1998).
- [27] W. Kleemann. *Int. J. Mod. Phys.* **B7**, 2469 (1993).
- [28] V. Westphal, W. Kleemann, M.D. Glinchuk. *Phys. Rev. Lett.* **68**, 6, 847 (1992).
- [29] W. Kleemann, A. Klossner. *Ferroelectrics* **150**, 35 (1993).
- [30] H.M. Christen, R. Sommer, N.K. Yushin, J.J. van der Klink. *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 2631 (1994).
- [31] Z.-G. Ye, P. Tissot, H. Schmid. *Mat. Res. Bull.* **25**, 739 (1990).
- [32] Z.-G. Ye. *Ferroelectrics* **184**, 513 (1996).
- [33] R. Blinc, J. Dolinsek, R. Pirc, B. Tadic, B. Zalar. *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2248 (1989).
- [34] Р.Ф. Мамин. Письма ЖЭТФ **58**, 7, 534 (1986).
- [35] Р.Ф. Мамин, Г.Б. Тейтельбаум. Письма ЖЭТФ **44**, 7, 326 (1986).
- [36] В.Л. Гинзбург. УФН **37**, 490 (1949).
- [37] Б.С. Кернер, В.В. Осипов. ЖЭТФ **83**, 2201 (1982).
- [38] Р.Ф. Мамин. ЖЭТФ **111**, 4, 1 (1997).
- [39] M. Takahashi. *J. Appl. Phys.* **10**, 643 (1971).
- [40] В.В. Приседский, Ю.Д. Третьяков. Изв. АН СССР. Неорганические материалы **21**, 1389 (1982).