

Ориентационная и флуктуационная поляризации ланжевенских диполей в случайном электрическом поле

© С.А. Просандеев

Ростовский государственный университет,
344007 Ростов-на-Дону, Россия

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 3 марта 2003 г.)

Рассматриваются поляризация и диэлектрическая восприимчивость полярных областей, состоящих из микроскопических диполей ланжевенского типа, помещенных в случайное электрическое поле. Показано, что кроме обычного фоннного вклада такая система имеет две дополнительные составляющие поляризации: ориентационную и флуктуационную. Оба вклада расходятся при устремлении амплитуды случайного поля к нулю, но могут быть стабилизированными в конечных внутренних полях. Ориентационная восприимчивость не зависит от внешнего поля, если последнее меньше амплитуды случайного поля, и быстро убывает при больших значениях. Зависимость флуктуационной восприимчивости от поля имеет максимум; при малых полях восприимчивость квадратично возрастает с полем как $\text{const} + AE^2$, а при больших убывает как $E^{-1/2}$. Уравнение состояния в относительно больших (по сравнению с внутренними) полях имеет вид $P^2 \sim E$, а в слабых $P \sim E$.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 01-02-16029).

В настоящей работе рассматриваются особенности поляризации неоднородных сегнетоэлектриков, состоящих из уединенных полярных областей, находящихся в случайных полях. Значимость этой задачи определяется широкой областью применения особых диэлектрических свойств неупорядоченных сегнетоэлектриков и необходимостью развития теории этих свойств [1–4]. Полярные области в этих кристаллах возникают из-за локальной химической неоднородности и неупорядоченности системы. В этом случае в кристалле существуют конечные сегнетоэлектрические области наномасштаба. Локальные фазовые трансформации в таких областях приводят к появлению локальных дипольных моментов очень большой величины [2,3]. Было найдено, что взаимодействие между этими диполями может привести к стекольному или сегнетоэлектрическому фазовому переходу (в зависимости от того, превышает дисперсия взаимодействий между диполями величину среднего взаимодействия или нет) [2]. В связи с этим каждый диполь описывался как квазиспин в многомерном векторном пространстве. В настоящей работе мы распространяем этот подход на случай, когда диполи в полярных областях рассматриваются в гидродинамическом приближении [5]. Это означает, что микроскопические диполи, принадлежащие полярной области, изменяют свое положение таким образом, что квадрат модуля вектора полного дипольного момента остается постоянным, но направление вектора может флуктуировать. Особые основания для такого рассмотрения имеются вблизи морфотропной границы, т. е. там, где локальная поляризация относительно легко фрустрирует.

Известно, что если ориентируемый дипольный момент находится во внешнем поле \mathbf{E}_0 , то его средняя величина описывается формулой Ланжевена $\mu = \mu_0 \text{th}(E_0 \mu_0 / 3k_B T)$, где μ_0 — величина дипольного момента при $T \rightarrow 0$. Продольная линейная восприимчивость такой системы конечна ($\chi_{\parallel} = n\mu_0^2 / 3k_B T$, где

n — концентрация диполей), но поперечная линейная восприимчивость расходится, что является результатом вырождения энергии системы относительно вращения диполя вокруг продольного поля [5]. Следовательно, такая идеализированная система неустойчива (неустойчивость голдстоуновского типа) и будет стремиться снять вырождение энергии.

В действительности в кристаллах микроскопические диполи находятся в дополнительных внутренних полях \mathbf{e} , которые возникают благодаря окружающим атомам и дефектам структуры. Особенно значимы эти поля в твердых растворах сегнетоэлектриков [3,4]. В связи с этим микроскопические диполи ориентируются в кристаллах не по внешнему, а по локальному полю $\mathbf{E}_l = \mathbf{e} + \mathbf{E}$, где $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \gamma \mathbf{P}$, \mathbf{P} — поляризация, γ — константа Лоренца. В результате возникает сложная ситуация, когда микроскопические диполи при „включении“ внешнего поля лишь немного отклоняются от направлений случайных внутренних полей. В этом случае, как можно показать, сохраняется сумма квадратов дипольных моментов отдельных полярных областей. Действительно, если обозначить через μ_i i -й дипольный момент, а через $\Delta\mu_i$ — его малое изменение при вращении диполя, то $\langle (\mu_i + \Delta\mu_i)^2 \rangle \approx \langle \mu_i^2 + 2\mu_i \Delta\mu_i \rangle \approx \langle \mu_i^2 \rangle$. Последнее приближенное равенство получено при условии, что при гидродинамическом движении квадрат модуля полного момента полярной области не изменяется, так как жесткий диполь может только вращаться. Таким образом, гидродинамическое приближение дает основание для использования сферической модели в задаче описания системы взаимодействующих полярных областей, которая получила широкое распространение в последнее время в связи с ее успехами в объяснении ряда свойств релаксоров [2]. Обратим внимание на то, что классическая сферическая модель [6] дает необычный критический индекс $\gamma = 2$, что соответствует нарушению закона Кюри–Вейса и наличию квадратичной зависимости от

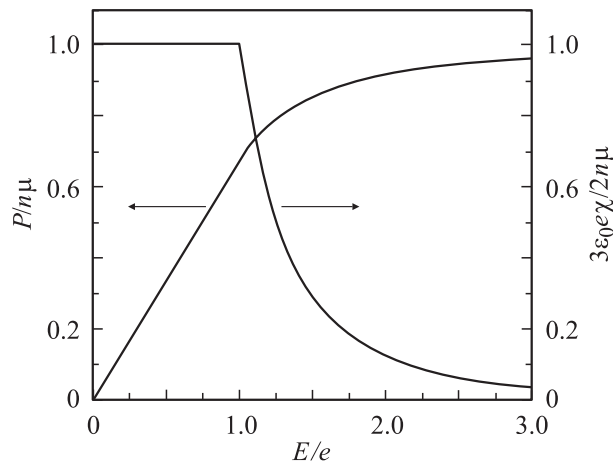


Рис. 1. Зависимость ориентационного вклада в диэлектрическую восприимчивость и поляризацию от величины поля.

температуры квадрата частоты мягкой полярной моды (обратной диэлектрической проницаемости).

Сначала исследуем обычную ориентационную продольную поляризацию полярных областей и лишь затем опишем эффекты, связанные с нестабильностью поперечной восприимчивости. Вместо микроскопических диполей будем рассматривать поле поляризации, которое в любой точке пространства направлено по локальному полю, $\mathbf{P}(\mathbf{r}) = n\mu\mathbf{E}_l(\mathbf{r})/E_l$. (Здесь и далее не выделенные жирным шрифтом величины P , E , e , E_l и μ обозначают модули соответствующих векторов). Амплитуда локального поля есть $E_l = \sqrt{E^2 + e^2 + 2Ee \cos \theta}$, где θ — угол между направлениями внешнего и случайного полей. Считая сначала, что функция распределения случайных полей по углу θ изотропна, и рассматривая температуры, для которых $k_B T \gg \mu_0 E_l$, получаем обычную формулу для продольной поляризации ланжевеновских диполей $P = \mu_0^2 n E / 3 k_B T$. В обратном пределе ($k_B T \ll \mu_0 E_l$) имеем

$$P = \frac{\mu n}{2} \int_0^\pi p(\theta, E) \sin \theta d\theta = n\mu \begin{cases} 1 - e^2/3E^2, & E > e, \\ 2E/3e, & E < e, \end{cases} \quad (1)$$

$$p(\theta, E) = \frac{E + e \cos \theta}{\sqrt{E^2 + e^2 + 2Ee \cos \theta}}.$$

Полученная зависимость (рис. 1) существенно отличается от ланжевеновской: при $E < e$ поляризация линейно растет с полем, но в точке $E = e$ характер поведения полностью изменяется — поляризация быстро насыщается. Особенность при $E = e$ имеется только во второй производной поляризации по полю, или (что то же самое) в первой производной нелинейной восприимчивости. Это поведение можно интерпретировать следующим образом. В слабых полях диполи ориентируются в основном по случайным внутренним полям, но в больших — уже по внешнему полю. Переход между этими двумя случаями происходит при совпадении величины

внешнего и внутреннего полей. Таким образом, ориентационная поляризация в указанных условиях существенно определяется случайными полями, имеющимися в системе.

Последние выводы справедливы при условии $\mu_0 E_l \gg k_B T$. В теории дефектов часто считается, что в диэлектриках произведение дипольного момента отдельного микроскопического диполя и электрического поля намного меньше тепловой энергии, так как в противном случае электрические поля были бы столь велики, что приводили бы к электрическому пробое [7]. Однако в данном случае мы рассматриваем полярные области, которые включают большое количество микроскопических диполей и изменяют свою ориентацию кооперативным образом (см. далее). Кроме того, каждый из микроскопических диполей этой полярной области находится в микроскопическом поле, которое в сегнетоэлектриках на отдельных узлах может превышать макроскопическое поле на несколько порядков. Никакого отношения к пробое это поле не имеет, так как, будучи усредненным по ячейке, оно дает обычное макроскопическое поле. В настоящей работе рассматривается неупорядоченный кристалл, в котором вблизи критической температуры имеются гидродинамические движения дипольных моментов в области порядка размера неоднородности [5], т.е. в нанобласти. Это делает дипольный момент при таких движениях особенно большим. Понятно, что для того, чтобы получить большое произведение дипольного момента и поля, необязательно наличие только большого поля (хотя локальные поля в сегнетоэлектриках очень велики), достаточно иметь большой дипольный момент, что предполагается при рассмотрении полярных нанобластей. Подчеркнем, что принятое неравенство не является принципиальным для наблюдения гидродинамических флуктуаций (для последних важно лишь, чтобы локальная поляризация следовала за направлением локального поля). Это неравенство лишь дает возможность получить результаты в аналитическом виде. В случае невыполнения указанного неравенства можно рассчитать результат численно, но в данной работе мы рассматриваем только предельные случаи, для которых можно найти точные выражения.

В тех же приближениях опишем поведение диэлектрической восприимчивости. Если $\mu_0 E_l \gg k_B T$, то

$$\chi_p = \frac{\chi_{p0}}{1 - \gamma \chi_{p0}},$$

$$\chi_0 = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{dP}{dE_0} = \frac{2n\mu}{3\varepsilon_0} \begin{cases} 1/e, & E < e, \\ e^2/E^3, & E > e. \end{cases} \quad (2)$$

Существенной особенностью полученной формулы является то, что она в слабых полях дает величину, которая обратно пропорциональна амплитуде случайного поля. Из этого следует, что в слабых случайных полях восприимчивость в полярных областях особенно велика и даже расходится при устремлении величины случайного поля

к нулю (если температуру при этом тоже устремлять к нулю при сохранении неравенства $\mu_0 E_l \gg k_B T$). Из полученных результатов следует, что случайные внутренние поля стабилизируют высокополяризуемое состояние полярных областей и способствуют появлению больших вкладов в диэлектрическую проницаемость, связанную с их ориентацией в поле, в условиях больших величин дипольных моментов в суперпараэлектриках.

Полученные результаты никак не изменяются, если вместо непрерывного потенциала для примеси рассмотреть многоямный симметричный потенциал. При этом заселенность каждой из ям может быть определена по формуле Больцмана, а выписанные интегралы заменятся на суммы по ямам. Барьеры между ямами сказываются только на кинетике. Можно показать, что конечный результат совпадает с полученными выше при условии, что при каждом данном значении поля имеется термодинамическое равновесие. Этого можно достигнуть, охлаждая систему при каждом значении поля, начиная от температур, при которых имеется термодинамическое равновесие во внешнем поле.

Другой особенностью полученной формулы является ее независимость от температуры. Продольная ланжевенская восприимчивость обратно пропорциональна температуре. Ориентационная восприимчивость полярных областей, которую мы получили в пределе $\mu_0 E_l \gg k_B T$, не зависит от температуры (или слабо зависит через изменение μ с температурой). При этом открывается новая возможность объяснить свойства так называемых „high-k materials“ [8,9] кооперативной ориентационной поляризацией полярных областей. Действительно, особенностью таких материалов является то, что они описываются дебаевской восприимчивостью, в которой отсутствует фактор $1/k_B T$ [9]. В некоторых материалах такого сорта этот фактор присутствует [8]. Это может означать, что размер полярной области не настолько велик, чтобы удовлетворить неравенству $\mu_0 E_l \gg k_B T$. Следует отметить тот факт, что в большинстве „high-k materials“ высокая электропроводность материала и полярные области могут быть в основном обусловлены электронами [9].

Интересно исследовать и средний квадрат поляризации. Можно считать, что каждая полярная область имеет конечный средний квадрат поляризации вдоль локального поля (например, из-за локальной тетрагональной деформации). В этом случае

$$\begin{aligned} \langle P^2 \rangle &= n\mu^2 \int_{-\pi}^{\pi} p^2(\theta, E) \sin \theta d\theta \\ &= \frac{n\mu^2}{16eE^3} \left[12eE^3 - 4e^3E + (E^2 - e^2) \ln \frac{(e+E)^2}{(e-E)^2} \right]. \end{aligned} \quad (3)$$

В слабых по сравнению с e полях E получаем

$$\langle P^2 \rangle = \frac{n\mu^2}{3} \left(1 + \frac{E^2}{10e^2} + \dots \right). \quad (4)$$

Это означает, что в параэлектрических кристаллах ориентационная поляризация дает добавку в напряжение, пропорциональное квадрату поля. В случае поляризованного кристалла E должно быть заменено на $E + E_p$, где E_p — внутренне поле. Тогда

$$\langle P^2 \rangle = \frac{n\mu^2}{3} \left(1 + \frac{EE_p}{5e^2} + \dots \right). \quad (5)$$

Здесь добавочное напряжение пропорционально первой степени поля. Из этого рассмотрения видно, что полярные области могут давать заметные добавки к электрострикционному и пьезоэффекту при условии малых e (но при применении полученных формул e ограничено снизу: $\mu_0 E_l \gg k_B T$).

Выше мы рассматривали только „замороженные“ (quenched) случайные поля. В действительности имеется и реориентируемый вклад в случайное поле. В частности, при появлении в образце макроскопической поляризации этот вклад ориентируется вдоль поляризации. Такой вклад можно описать функцией распределения [10]

$$f(e) = \frac{1}{(\sqrt{\pi}d^3)} e^{-|e-\eta P|^2/d^2}, \quad (6)$$

где d определяет ширину функции распределения, η — коэффициент, связывающий случайное поле с макроскопической поляризацией (обычно этот коэффициент совпадает с коэффициентом Лоренца, который определяет отличие локального поля от среднего). После усреднения диэлектрической восприимчивости с данной функцией распределения можно получить

$$\chi_0 = \frac{4n\mu}{3\epsilon_0\eta P} \operatorname{erf}(\eta P/d), \quad \frac{4n\mu}{3\sqrt{\pi}\epsilon_0 d} \left[1 - \frac{\eta^2 P^2}{3d^3} + \dots \right]. \quad (7)$$

Как видно, результат растет при уменьшении ширины функции распределения и расходится при устремлении этой величины к нулю (при этом следует устремлять ширину функции распределения к нулю вместе с устремлением к нулю температуры, но так, чтобы неравенство, обеспечивающее насыщенность средней величины диполя в поле, все время выполнялось).

Главное условие для рассматриваемых эффектов — близость системы к энергетическому вырождению. Кроме системы ориентируемых диполей можно предложить другой пример такой системы — домены с малой упругой константой k , соответствующей возвращающей силе, действующей на доменную стенку. В этом случае, если поле направлено к стенке под случайным углом θ , среднюю поляризацию можно найти с помощью формулы

$$P = \frac{2EZ^*}{kv} \int_0^{\pi} \cos^2 \theta \sin \theta d\theta = \frac{2EZ^*}{3kv}, \quad (8)$$

где $Z^* = P_0 S$, P_0 — поляризация в домене, S — площадь стенки, v — объем одного домена. Как видно,

восприимчивость (производная полученного выражения по E) особенно велика, если упругая константа k мала, что соответствует квазивырожденности системы относительно различных положений доменных стенок. Для того, чтобы решить, какой механизм более приемлем в той или иной ситуации, следует проследить за тем, как изменяется в поле направление микроскопических диполей. Если они испытывают повороты на угол π , то это соответствует движению доменной стенки. Если же повороты небольшие, то это отвечает упорядочению полярных областей. Можно получить формулы, которые разделяют ориентационную поляризацию и поляризацию сдвига. Пусть $\mathbf{P} = [\boldsymbol{\mu}\varphi] + \alpha\mathbf{E}$, где φ — угол поворота локального микроскопического диполя при условии $(\boldsymbol{\mu}\varphi) = 0$. Тогда $\alpha = (\mathbf{P}\boldsymbol{\mu})/(\boldsymbol{\mu}\mathbf{E})$ и $\varphi = \{\alpha[\boldsymbol{\mu}\mathbf{E}] - [\boldsymbol{\mu}\mathbf{P}]\}/\mu^2$. Ротационная часть поляризации вычисляется по формуле $\mathbf{P}_{\text{rot}} = \mathbf{P} - (\mathbf{P}\boldsymbol{\mu})\mathbf{E}/(\boldsymbol{\mu}\mathbf{E})$. Если найти распределение величин φ , то при наличии пика в точке π можно говорить о доменном механизме поляризации. Заметим, что, если возвращающая сила недостаточна для возвращения стенки в исходное положение из-за вязкости системы, возникает универсальная релаксация [11], которая была недавно обнаружена в релаксорах [12].

Теперь исследуем поперечные и продольные флуктуации поляризации. Будем следовать общей идее работы [5], в которой была развита термодинамическая теория гидродинамических флуктуаций в континуальном приближении для однородных изотропных сред в отсутствие случайных полей, и покажем, как учет случайных полей в системе диполей изменяет конечный результат.

Рассмотрим поле поляризации $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ в объеме корреляции диполей. Приложим слабое поперечное электрическое поле $\delta E_{l\perp}$. Тогда появившаяся в поперечном поле поперечная поляризация имеет вид $\delta P_{\perp} = P_0 \delta E_{l\perp} / E_l$, где P_0 — поляризация в полярной области. Таким образом, поперечная восприимчивость есть $\chi_{l\perp} = P_0 / \varepsilon_0 E_l$ (для простоты мы не рассматриваем здесь влияния локальных эффектов, хотя понятно, что они, как и выше, приведут к усилению восприимчивости).

Поперечная поляризация в одной из точек пространства внутри полярной области вызовет появление поперечной поляризации и в ближайших к ней точках. Для того чтобы описать профиль этого изменения, запишем свободную энергию системы внутри полярной области с учетом градиентного члена [5]

$$F_{\perp} = \int (\chi_{l\perp}^{-1} P_{\perp}^2 + c(\nabla P_{\perp})^2 - E_{l\perp} P_{\perp}) dV. \quad (9)$$

Здесь важно то, что нам пока приходится рассматривать систему в конечном продольном поле, но поперечное поле считается бесконечно малым, т.е. мы исследуем линейную поперечную восприимчивость при конечном продольном поле. Свободная энергия (9) соответствует теории свободных флуктуаций, и их корреляционная функция может быть сразу получена:

$$\langle \delta P_{\perp}(0) \delta P_{\perp}(\mathbf{r}) \rangle = \frac{k_B T}{4\pi c r} \exp(-\kappa r), \quad (10)$$

где $\kappa^2 = (c\chi_{l\perp})^{-1} = \varepsilon_0 E_l / c P_0$.

Для того чтобы найти продольную восприимчивость, воспользуемся условием сохранения модуля поляризации $\delta P_P = (\delta P_{\perp})^2 / 2P_0$ и следующим математическим приемом [5]:

$$\begin{aligned} \chi_{lP} &= \frac{d}{dE_l} P_P = \frac{1}{2P} \frac{d}{dE_l} P_{\perp}^2 \\ &= \frac{1}{2P} \frac{d}{dE_l} \langle P_{\perp}(0) P_{\perp}(\mathbf{r}) \rangle \Big|_{\mathbf{r}=0}. \end{aligned} \quad (11)$$

Это приводит к

$$\delta P_P = \frac{k_B T}{8\pi(cP_0)^{3/2}(\varepsilon_0 E_l)^{1/2}} \delta E_l = \frac{a}{\sqrt{E_l}} \delta E_l. \quad (12)$$

Таким образом, локальная продольная флуктуационная восприимчивость $\chi_{l\parallel} = \delta P_{\parallel} / \varepsilon_0 \delta E_l$ убывает при больших E_l как $E_l^{-1/2}$.

Усредним поляризацию и восприимчивости по направлениям случайного поля и перейдем к обычной средней восприимчивости во внешнем поле

$$\delta P_E = \delta P_{\perp} \frac{e \sin \theta}{E_l} + \delta P_P \frac{E + e \cos \theta}{E_l}. \quad (13)$$

Здесь

$$\delta P_{\perp} = \frac{e \sin \theta}{E_l} \frac{P_0}{\varepsilon_0 E_l} \delta E, \quad \delta P_P = a \frac{E + e \cos \theta}{E_l^{3/2}} \delta E. \quad (14)$$

Соответственно имеются два вклада в диэлектрическую восприимчивость: поперечный и продольный ($\langle P_{\perp} \rangle = \langle \chi_{\perp} \rangle \delta E$, $\langle P_{\parallel} \rangle = \langle \chi_{\parallel} \rangle \delta E$)

$$\begin{aligned} \langle \chi_{\perp} \rangle &= \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \frac{P_0 e^2 \sin^3 \theta}{\varepsilon_0 E_l^3} d\theta = \frac{2P_0 e^2}{3\varepsilon_0} \begin{cases} e^{-3}, & E < e, \\ E^{-3}, & E > e, \end{cases} \\ \langle \chi_{\parallel} \rangle &= \frac{a}{2} \int_0^{\pi} \frac{(E + e \cos \theta)^2}{E_l^{5/2}} \sin \theta d\theta \\ &= \frac{2a}{7eE^3} \left\{ |E + e|^{7/2} - |E - e|^{7/2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{7}{6} (E^2 + 2e^2) \left[|E + e|^{3/2} - |E - e|^{3/2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Поперечный вклад совпадает с ориентационным вкладом, полученным выше при более простом подходе. При условии $\mu_0 e \gg k_B T$ он постоянен в полях, меньших амплитуды случайного поля, а при $E > e$ быстро убывает. Продольный вклад в слабых полях квадратично растет с величиной внешнего поля как $\text{const} + AE^2$, а при увеличении поля, проходя через максимум, уменьшается как $E^{-1/2}$ (рис. 2). Такое поведение диэлектрической восприимчивости характерно для систем, проявляющих фазовые переходы первого рода, и для антисегнетоэлектриков. Однако в данном случае оно является следствием продольных гидродинамических флуктуаций.

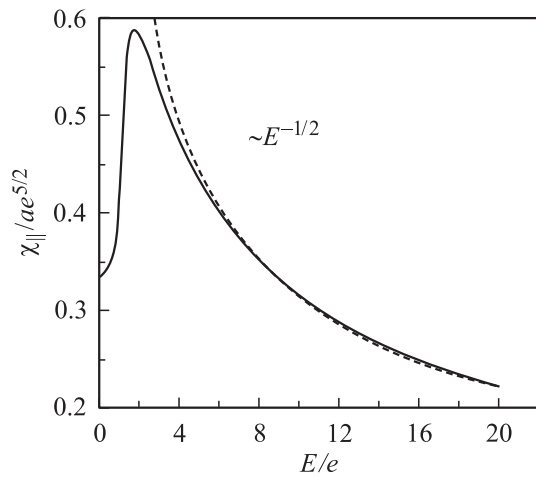


Рис. 2. Зависимость флуктуационного вклада в диэлектрическую восприимчивость от поля.

Обратим внимание на то, что флуктуационный вклад в восприимчивость пропорционален температуре, но более резкая температурная зависимость возникает из-за наличия в знаменателе множителя a величины $P_0^{3/2}$. Это приводит к расходимости (или скачку) флуктуационного вклада при температуре, при которой возникает эта поляризация. Однако в силу имеющегося беспорядка в системе эта сингулярность будет размыта.

Итак, мы показали, что микроскопические дипольные моменты, принадлежащие полярным областям неупорядоченных сегнетоэлектриков, могут испытывать кооперативные движения гидродинамического типа (движения с сохранением модуля полного дипольного момента полярной области), что характерно для случаев, когда обычные сегнетоэлектрические флуктуации имеют размер, сравнимый с радиусом полярных областей. Гидродинамические движения — результат безразличного равновесия полярной области по отношению к направлению полного дипольного момента этой области. В этом случае поперечная восприимчивость расходится [5] и система оказывается нестабильной. Локальные внутренние поля стабилизируют системы и при не слишком больших значениях амплитуды этого поля сохраняют высокую поляризуемость системы. В случайных полях поперечные гидродинамические флуктуации приводят к дополнительным ориентационному и флуктуационному вкладам в диэлектрическую проницаемость системы насыщенных диполей. Ориентационный вклад постоянен при малых полях, меньших амплитуды случайного поля, и быстро уменьшается с полем при больших значениях поля. Поперечный вклад в восприимчивость сначала квадратично растет с полем, а затем уменьшается как $E^{-1/2}$. Это обеспечивает уравнение состояния $P^2 \sim E$, что раньше наблюдалось экспериментально в магнитных системах [13], а недавно было обнаружено и в дипольных системах [14]. Очевидно, что, как и в случае уравнения состояния вида $P \sim E$, поляризация не может бесконечно расти при увеличении поля, при каких-то полях

(E_s) она насыщается из-за выстраивания всех дипольных моментов по внешнему полю. Взаимодействие между полярными областями также приводит к самовыстраиванию диполей, по крайней мере ближайших полярных областей, что, фактически, описано в моделях [2,3], хотя гидродинамический характер флуктуаций в этих работах подчеркнут не был. Настоящая работа восполняет этот пробел и распространяет теорию гидродинамических флуктуаций на случай учета случайных полей.

Результаты настоящего исследования можно использовать для широкого круга систем ланжевенского типа, в частности для описания экспериментов, из которых можно получить уравнение состояния, как-то: диэлектрическая спектроскопия, генерация второй гармоники и др. Теория может быть применена к наномасштабным диполям в релаксорах, в которых наряду с фрустрацией дипольного момента имеются внутренние случайные ориентирующие поля, а также к дипольным кластерам в твердых растворах сегнетоэлектриков (при условии применения процедуры замораживания системы в поле для каждого значения поля).

Автор благодарен В.С. Вихнину за обсуждение результатов, помощь и общую поддержку в работе.

Список литературы

- [1] А. Смоленский, В.А. Боков, В.А. Исупов, Н.Н. Крайник, Р.Е. Пасынков, М.С. Шур. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. Наука, М. (1971).
- [2] R. Blinc, J. Dolinšek, A. Gregorovič, B. Zalar, C. Filipič, Z. Kutnjak, A. Levstik, P. Pirc. Phys. Rev. Lett. **83**, 2, 424 (1999).
- [3] V.S. Vikhnin, R. Blinc, R. Pirc. Ferroelectrics **240**, 355 (2000).
- [4] M.D. Glinchuk, V.A. Stephanovich, B. Hilczer, J. Wolak, C. Caranoni. J. Phys.: Cond. Matter **11**, 6263 (1999).
- [5] А.З. Паташинский, В.Л. Покровский. ЖЭТФ **64**, 1445 (1973).
- [6] R.J. Baxter. Exactly solved models in statistical mechanics. Academic Press, London–N. Y.–Paris–San Diego–San Francisco–San Paulo–Sydney–Tokyo–Toronto (1982).
- [7] Г.И. Сканава. Физика диэлектриков. ГИТТЛ, Л. (1949).
- [8] В.В. Леманов, А.В. Сотников, Е.П. Смирнова, М. Weillnacht. ФТГ **44**, 1948 (2002).
- [9] I.P. Raevski, S.A. Prosandeev. J. Appl. Phys. **93**, 3151 (2003).
- [10] В.Е. Вугmeister, М.Д. Глинчук. Rev. Mod. Phys. **62**, 993 (1990).
- [11] W. Kleemann, J. Dec, S. Miga, Th. Woike, R. Pankrath. Phys. Rev. B **65**, 220 101-1 (2002).
- [12] A.A. Bokov, Z.-G. Ye. Phys. Rev. B **66**, 4, 064 103 (2002).
- [13] В.Г. Вакс, А.И. Ларкин, С.А. Пикин. ЖЭТФ **53**, 1083 (1967).
- [14] S. Eden, C. Auf der Horst, S. Kapphan. J. Korean Phys. Soc. **32**, 411 (1998).