О ВЛИЯНИИ ДЕФЕКТОВ НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ В КРИСТАЛЛАХ С ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ

© *Н.В.Щедрина, М.И.Щедрин*

Институт инженеров водного транспорта,
603600 Нижний Новгород, Россия
(Поступила в Редакцию 28 марта 1995 г.
В окончательной редакции 15 ноября 1995 г.)

Вычислены вклады от дефектов в температурное поведение электромеханических коэффициентов для температур в окрестности точки перехода. Рассмотрены структурные, заряженные и упругие дефекты. Найдено большое число температурных аномалий с разными показателями сингулярности по $\tau = T/T_c - 1$. Для точечных дефектов наибольшая аномалия стрикционного коэффициента $g \sim \tau^{-3/2}$, пьезоконстанты $d \sim \tau^{-1}$. В случае протяженных дефектов аномалии резко возрастают. Подчеркивается особая роль линейного взаимодействия критических степеней свободы с некритическими, когда возникает конкуренция между эффектом «гашения» критических флуктуаций и увеличением числа самих критических степеней свободы. При этом особенно существенным становится учет анизотропии тех нелинейных взаимодействий, которые определяют механизмы рассеяния флуктуаций на дефектах.

1. В работе [1] было показано, что вблизи точек структурных фазовых переходов (ФП) даже в идеальных кристаллах многие практически важные параметры, такие как электромеханические коэффициенты (ЭК) (стрикционные константы различных порядков, пьезоконстанты), нелинейные восприимчивости, упругие модули различных порядков, могут иметь заметную температурную зависимость. Присутствие дефектов в кристалле может быть причиной усиления этой зависимости [2,3]. В примесной задаче особый интерес представляет ситуация в гетерогенной системе с каплями другой фазы, которые образуются в окрестности ядра дефекта, взаимодействующего с параметром перехода η (ПП), поскольку в этом случае температурные аномалии (ТА) могут возрастать как за счет рассеяния, так и из-за роста размера капель при $T \to T_c$.

2. Как и в [1], интересующие нас амплитуды рассеяния (дающие как частный случай величины нелинейных коэффициентов) представляются на диаграммном языке вершинными частями различных порядков. Дополнение при наличии дефектов заключается во введении в диаграммы величин $\eta_0(\mathbf{r})$, смещений упругой среды $\mathbf{u}_0(\mathbf{r})$ и усреднении по

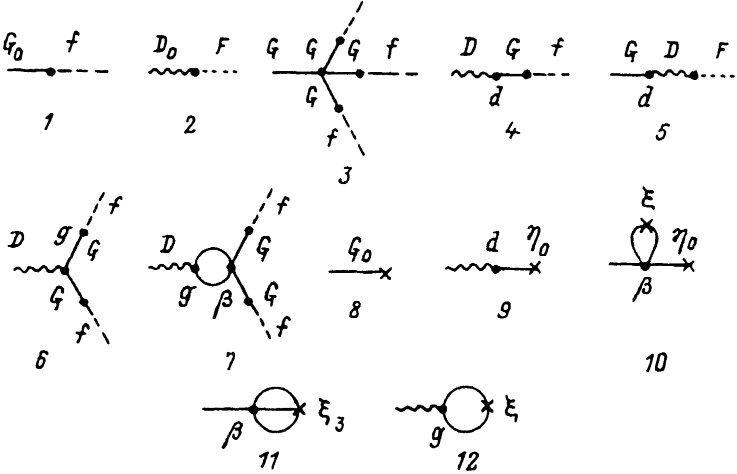

Рис. 1. Диаграммное представление $\eta_0(\mathbf{r})$ и $\mathbf{u}_0(\mathbf{r})$, а также η_0 и $\mathbf{u}_0$.

пространственному распределению и другим характеристикам дефектов. Эти величины представляются «однохвостками» и после полного усреднения уже не зависят от координат (при однородном распределении дефектов), $\eta_0 = \langle\overline{\eta(\mathbf{r})}\rangle$, $\mathbf{u}_0 = \langle\overline{\mathbf{u}(\mathbf{r})}\rangle$. Скобки означают статистическое усреднение, черта — усреднение по примесям. До усреднения по примесям имеем диаграммы, содержащие концевые линии f и $\mathbf{F}$, задающие граничные условия для структурных и упругих дефектов [4,5]. Такие диаграммы должны быть связными [6,7]. На рис. 1 представлены примеры диаграмм для $\eta_0(\mathbf{r})$, $\mathbf{u}_0(\mathbf{r})$ и η_0, $\mathbf{u}_0$. G_0 и D_0 — гриновские функции (ГФ) для ПП и упругой среды в линейном приближении, а G и D — полные ГФ с учетом взаимодействий. Нелинейные взаимодействия с участием различного числа фононов изображены вершинами, где сплошные линии отвечают η, волнистые — $\mathbf{u}$. В нижнем порядке это ангармонические взаимодействия $g\eta^2u$, C_3u^3, $\beta\eta^4$, $\beta'\eta^2u^2$, C_4u^4, $g'\eta u^2$ и другие [1] (подразумевается тензорный характер всех величин).

При усреднении по дефектам [8] наряду с η_0 и $\mathbf{u}_0$ возникают примесные корреляционные функции (КФ) различных порядков типа $\overline{\eta_0(\mathbf{r}_1)\eta_0(\mathbf{r}_2)\ldots u_{0i}(\mathbf{r}_n)}$ (на диаграммах обозначены «крестиком»). Количество сходящихся линий указывает порядок КФ, что дает степень константы взаимодействия с дефектом, а число крестиков на диаграмме дает степень средней концентрации дефектов n. Таким образом, некоторой специфической чертой рассматриваемой диаграммной техники в отличие от стандартной [6] является использование КФ не для потенциалов рассеяния, а для смещений, вызываемых дефектами. Меняются и правила построения диаграмм: КФ «прикрепляются» к остальной части диаграммы с помощью ГФ, т. е. входят в вершины нелинейных взаимодействий.

Если в линейном приближении $\eta_0 = 0$ или $\mathbf{u}_0 = 0$ (*1, 2, 4, 5, 8*), дефекты неполяризованы [3–5] (хотя при учете нелинейности появляются вклады с $\eta_0 \neq 0$ (*11–12*). Наличие внутренней асимметрии дефектов делает состояния капель низкосимметричной фазы в их окрестностях неэквивалентными (например, по направлению вектора поляризации **P**). Поэтому вопрос о том, индуцируется ли ФП при слиянии капель, требует специального рассмотрения с учетом взаимодействия между каплями. Мы ограничиваемся расчетом эффектов вне этой «критической области» [2] при условии $nr_c^{-3} \leqslant 1$. Существование $\eta_0 \neq 0$ в некритической области не означает возникновения ФП, поскольку оно не является результатом спонтанного перехода системы в низкосимметричное состояние. По-видимому, такую ситуацию можно рассматривать как проявление стекловидного состояния; подобный вопрос для дипольных примесей обсуждался в [9].

Для структурных дефектов парная КФ $\xi_0(\mathbf{k}) = \overline{\eta_0(\mathbf{k})\eta_0^*(\mathbf{k})} = (4\pi)^2 na\delta T_a(\eta_c/\eta_a)^2 G_0(\mathbf{k})^2$, $G_0(\mathbf{k}) = G_0(\omega_n = 0, \mathbf{k})$ — ститическая часть ГФ мягкой моды, T_a и η_a — величины температуры (или энергии, постоянная Больцмана полагается единицей) и ПП порядка атомных, η_c имеет смысл значения η, фиксируемого на дефекте [4]. Отношение $\eta_c/\eta_a < 1$ можно считать безразмерной константой связи ПП с дефектом. Для изотропного спектра мягких фононов $G_0(\mathbf{k})^{-1} = \alpha(T) + \delta k^2$, где $\alpha(T)$ определяет температурную зависимость щели, $\alpha(T_c) = 0$, $f_0 v = 4\pi a\delta\eta_c$, $T_a = \delta^2\beta a$, $\eta a^2 = \delta\beta a^2$, f_0 — сила дефекта, v — его объем.

Упругие дефекты, как и заряженные, могут представлять интерес, даже если они вызывают смещения в некритической подсистеме, в силу дальнодействующего характера деформаций. Если упругая КФ $\zeta_{ij}(\mathbf{k}) = \overline{u_{0i}(\mathbf{k})u_{0j}(\mathbf{k})^*}$ сама не имеет ТА, но имеет особенность по $\mathbf{k}$ при $\mathbf{k} \to 0$, это влияет на ТА вклада за счет других аномальных ГФ. Будем рассматривать распределение упругих смещений от дефектов в приближении сплошной среды с коэффициентами Лама λ и μ [10]. Для одного дефекта имеем

$$u_i(\mathbf{k}) = D_{ij}F_j, \qquad D = D^t + D^l, \qquad D^t_{ij}(\mathbf{k}) = (k^2\delta_{ij} - k_ik_j)/\mu k^4,$$

$$D^l_{ij}(\mathbf{k}) = k_ik_j/(\lambda + 2\mu)k^4, \tag{1}$$

где D — статическая часть упругой ГФ, а D^t и D^l — поперечная и продольная ГФ. Усреднение по изотропному распределению дает $F_iF_j = (1/3)\delta_{ij}F^2$. По порядку величины F можно связать с давлением в центре дилатации, $F = 4\pi a^2 p_a$. Смещения $\mathbf{u}$ на ядре могут быть порядка a, и $F_a \approx T_a$. Для парной упругой КФ имеем

$$\zeta(\mathbf{k}) = \zeta^t + \zeta^l, \qquad \zeta^t_{ij}(\mathbf{k}) = nF^2(k^2\delta_{ij} - k_ik_j)/3\mu^2k^6,$$

$$\zeta^l_{ij}(\mathbf{k}) = nF^2k_ik_j/3(\lambda + 2\mu)^2k^6. \tag{2}$$

3. Рассмотрим поправки к стрикционному коэффициенту g и вид индуцированной дефектами пьезоконстанты d, когда нет затравочной линейной связи в чистом кристалле. В этом случае в нижних порядках только структурные дефекты, взаимодействующие с η, дают примесную КФ с ТА. Поправки для g в нижних порядках по n и константам примесно-фононного взаимодействия представлены на рис. 2. Здесь

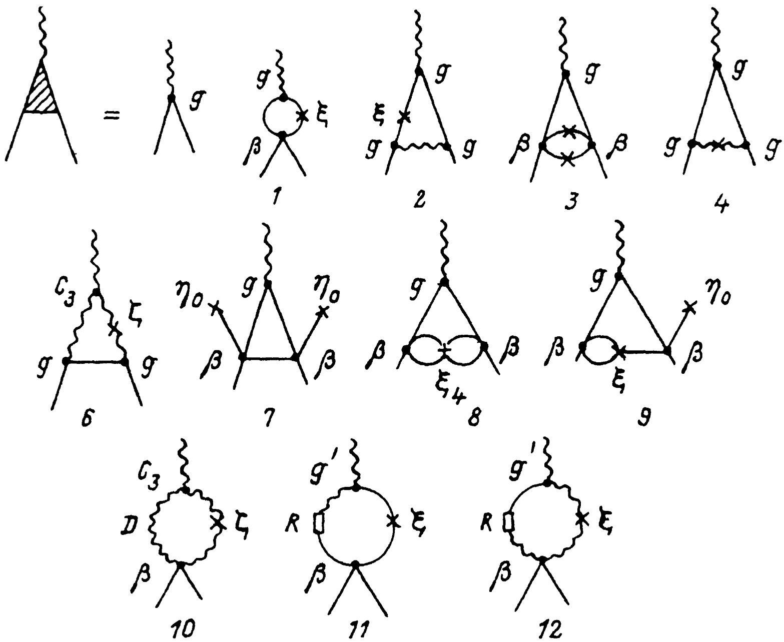

Рис. 2. Диаграммы низших порядков для стрикционного коэффициента.

основными являются диаграммы *2* и *3*. Для термодинамических значений g (буквенно, без числовых множителей) имеем

$$g_2 \approx \beta g \int d\mathbf{k}/(2\pi)^3 G(\mathbf{k})\xi(\mathbf{k}) = \beta g n a \delta T_a (\eta_c/\eta_a)^2 \int dk\, k^2(\alpha + \delta k^2)^{-3} =$$

$$= \beta g n a T_a (\eta_c/\eta_a)^2 \delta^{-3/2}\alpha^{-3/2} = g(nr_c^3)(\eta_c/\eta_a)^2, \tag{3}$$

$$g_3 \approx g^3 \int d\mathbf{k}/(2\pi)^3 G(\mathbf{k}) D'(\mathbf{k})\xi(\mathbf{k}) = (g^3/\lambda + 2\mu) n a \delta T_a (\eta_c/\eta_a)^2 \times$$

$$\times \int dk\, k^2 (\alpha + \delta k^2)^{-3} = (g^3/\lambda + 2\mu) n a T_a (\eta_c/\eta_a)^2 \delta^{-1/2}\alpha^{-3/2} \approx$$

$$\approx g(\Delta\lambda/\lambda)(nr_c^3)(\eta_c/\eta_a)^2, \tag{4}$$

где пределы интегрирования от 0 до ∞, $r_c = (\delta/\dot{\alpha})^{1/2}$, $\Delta\lambda = g^2/\beta$ — скачок модуля упругости при ФП второго рода ($\Delta\lambda/\lambda \sim 0.1$–$0.4$). В общем случае все величины в (3), (4) тензорные, $D'_{ijkl} = k_i k_k D_{jl}$. Нижние порядки описывают рассеяние флуктуаций на дефектах, в более высоких порядках возникают вклады от взаимодействия флуктуаций в присутствии дефектов, они содержат динамические ГФ [1] (однако для термодинамических величин в приближении высоких температур основной вклад от суммирования по дискретным частотам вносит $\omega_n = 0$ [11]). Для трехосного сегнетоэлектрика (СЭ) G — матрица; $G_{ij} = (\delta_{ij} - n_i n_j)G_0$, $n_i = k_i/k$, ξ — также матрица, описывающая влияние дефектов как на продольную, так и на поперечную поляризацию. Здесь максимальная ТА $g_2 \sim \tau^{-3/2}$, тогда как флуктуационная поправка $g_f \sim \tau^{-1/2}$. Относительная величина поправки $g_2/g \sim (nr_c^3)(\eta_c/\eta_a)^2$. Если не касаться критической области, максимальное значение $nr_c^3 \approx 1$, и это отношение определяется только безразмерной константой примесь-фононного взаимодействия. Сравнение с флуктуационным вкладом [1] дает

$$g_2/g_f \approx na(T_a/T)(\eta_c/\eta_a)^2(\delta/\alpha) = (nr_c^3)(a/r_c)(T_a/T)(\eta_c/\eta_a)^2.$$

Здесь T_a/T — большой параметр, $T_a \approx 10^5$ K, $T \approx 10^2$ K, поэтому малость двух других параметров может быть скомпенсирована, так что примесная поправка может быть порядка и более флуктуационной.

Выше приведены оценки для возможных максимальных ТА. В силу тензорного характера выражений (3), (4) возможны и другие вклады с меньшей ТА. Так, если примесь затрагивает поперечную оптическую моду, то существует вклад с ГФ продольных оптических фононов, не являющейся аномальной. Тогда ТА определяется интегралом

$$g_2 \sim \int d\mathbf{k}\,\xi(\mathbf{k}) \sim \int dk\,k^2(\alpha+\delta k^2)^{-2} \sim \tau^{-1/2}.$$

Влияние электрически нейтральной системы точечных заряженных дефектов через макроскопическое поле описывается КФ $\xi_\theta(\mathbf{k}) = ne^2k^2(k^2+\varkappa^2)^{-2}$ [5]. В таком случае ТА определяется интегралом

$$g_2(e) \sim \int d\mathbf{k}\theta(\mathbf{k})\xi_\theta(\mathbf{k}) \sim \int dk k^4(\alpha+\delta k^2)^{-1}(k^2+\varkappa^2)^{-2} \sim \tau^{-1/2} \qquad (5)$$

при $r_c < \varkappa^{-1}$, т. е. когда радиус экранирования достаточно велик.

При наличии дальнодействующих упругих дефектов ситуация может оказаться даже более благоприятной в смысле воздействия на усиление ТА, поскольку нет экранировки. Здесь существенную роль играет диаграмма *5*, с учетом (2) ТА дается выражением

$$g_5 \sim g^3F^2n(\lambda+2\mu)^{-2}\int dk(\alpha+\delta k^2)^{-2} \sim$$

$$\sim g^3F^2n(\lambda+2\mu)^{-2}\delta^{-1/2}\alpha^{-3/2} \sim g(nr_c^3)(\Delta\lambda/\lambda) \sim \tau^{-3/2}. \qquad (6)$$

Для определенности использовалась продольная акустическая КФ (для центров дилатации в линейном приближении возникает только продольная деформация [10]), $T_a \approx \lambda a^3$ — величина упругой энергии на ячейку при деформации $u = 1$. Из (6) видно, что наряду со значительной ТА, сама величина относительной поправки может быть достаточно большой (десятки процентов), и здесь существенно наличие неаналитичности (2) по $\mathbf{k}$. Вклад диаграммы *6* $\sim \tau^{-1/2}$, поскольку содержит только одну критическую ГФ.

Анизотропия спектра критических флуктуаций, если она не связана с линейным взаимодействием, обычно приводит к уменьшению ТА. Для одноосных СЭ $\alpha(\mathbf{k}) = \alpha + \delta k^2 + \sigma n_z^2$ (Z — направление спонтанной поляризации, $\sigma = 4\pi$ в приближении сплошной среды [11],

$n_z = x = \cos\theta$). Тогда вместо (3), (4) имеем дополнительное интегрирование по углу

$$\int dk\, k^2 \int dx(\alpha + \delta k^2 + \sigma x^2)^{-3} \sim \int dx(\alpha + \sigma x^2)^{-3/2} \sim \tau^{-1},$$

это меньше, чем в изотропном случае ($\tau^{-3/2}$). Вместо (6) здесь получаем

$$g_5' \sim \int dk \int dx(\alpha + \delta k^2 + \sigma x^2)^{-2} \sim \int dx(\alpha + \sigma x^2)^{-3/2} \sim \tau^{-1}.$$

Следует отметить важное обстоятельство. В общем случае ГФ D в диаграмме *3* входит в комбинации $g_{ijmr} g_{klns} k_m k_n D_{rs}$, поэтому имеется ряд слагаемых с произведениями различных компонент g, что дает угловую зависимость за счет $k_m k_n$. Угловая зависимость возникает также из-за анизотропии самих ГФ (1). До тех пор пока интегрирование по углам не затрагивает одновременно и анизотропию щели $\alpha(\mathbf{k})$, оно дает просто числовой множитель, не влияя на ТА. Для (4) с учетом (1) отличным от нуля будут те члены, у которых индексы k либо все одинаковы, либо попарно равны. Для одноосного СЭ «разрешены» флуктуации с направлением $\mathbf{k}$, близким к плоскости (X, Y), поэтому члены, содержащие степени k_z, будут иметь более слабую температурную зависимость. Выше была указана максимальная ТА, она имеет место, например, для комбинации $(g_{3311})^2 \sin^4\theta \sin^4\varphi$. Сказанное относится также и к примесным КФ ζ_{ij}.

Для заряженных дефектов одноосность имеет и другой аспект, поскольку, вообще говоря, нет разделения на продольные и поперечные оптические моды, и дефекты через макрополе непосредственно взаимодействуют с η, а КФ имеет вид $\xi_\theta'(\mathbf{k}) = 4\pi e^2 n k_z^2 (k^2 + \varkappa^2)^{-2} \alpha(\mathbf{k})^{-2}$ [5], и ТА определяется интегралом

$$\int dk\, k^4 \int dx\, x^2 (k^2 + \varkappa^2)^{-2} (\alpha + \delta k^2 + \sigma x^2)^{-3} \sim \int dx\, x^2 (\alpha + \sigma x^2)^{-5/2} \sim \tau^{-1}, \tag{7}$$

это сильнее, чем для (5), где вклад $\sim \tau^{-1/2}$.

Более сильная ТА возникает для протяженных дефектов, когда их характерный линейный размер $L > r_c$, т. е. когда проявляется низшая размерность дефекта [4]. Так, для линейного структурного S-дефекта $\xi_s = 4\pi^2 n_2 (\eta_c \delta)^2 \ln^{-2}(r_c/a)(\alpha + \delta k^2)^{-2}$, n_2 — концентрация линейных дефектов с размерностью cm^{-2}, $\mathbf{k}$ — двумерный вектор в плоскости, перпендикулярной оси дефекта [4]; для g_2 имеем

$$g_{2s} \sim \ln^{-2}(r_c/a) \int k\, dk(\alpha + \delta k^2)^{-3} \sim (\tau \ln \tau)^{-2}. \tag{8}$$

Аналогично для линейного упругого дефекта g_5 получаем

$$g_5 \sim \int (dk/k)(\alpha + \delta k^2)^{-2} \approx \ln(L^2/r_c^2)/2\alpha^2 \sim \ln\tau/\tau^2. \tag{9}$$

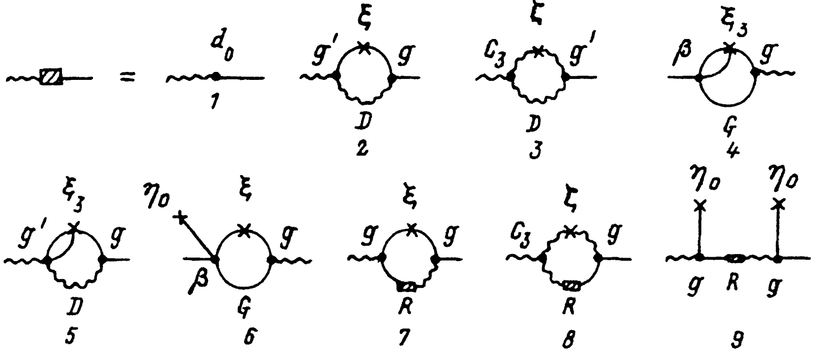

Рис. 3. Диаграммы низших порядков, вносящие вклад в коэффициент линейной связи.

На нижнем пределе интеграл логарифмически расходится, характерный импульс $k_c = 1/r_c \gg 1/L$, поэтому нижний предел полагается $1/L$. Для таких дефектов ТА по сравнению с (3), (5) значительно возрастают.

4. Индуцированная дефектами пьезоконстанта d определяется теми диаграммами, в которые не входит затравочная d_0 (*1–6* на рис. 3). Однако следует учитывать, что взаимодействие типа $g'\eta u^2$, как правило, имеет место тогда, когда допустима по симметрийным соображениям и линейная связь $d\eta u$, поэтому *2* и *3* следует, по-видимому, относить к поправкам к d_c, так что линейная связь в высокосимметричной фазе может индуцироваться либо вкладами с тройными корреляциями (*4*,*5*), либо когда $\eta_0 \neq 0$ (*6*). В последнем случае наибольшее значение будут иметь поляризованные дефекты, для неполяризованных дефектов $\eta_c \neq 0$ только в высших порядках по нелинейности (рис. 1). Тройные корреляции, по-видимому, могут проявляться либо при внутренней асимметрии дефекта, либо при неоднородном распределении самих дефектов. Рассмотрим типичный вид диаграммы с тройной корреляцией

$$d_4 = n(f_0 v)^3 \beta g \int d\mathbf{k}_1/(2\pi)^3 \int d\mathbf{k}_2/(2\pi)^3 (\alpha + \delta k_1)^{-1} (\alpha + \delta k_2)^{-1} \times$$

$$\times \left[\alpha + \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)^2\right]^{-2} = Cn(f_0 v)^3 \beta g (\alpha\delta^3)^{-1} \sim n(\eta_c/\eta_a)^3 g \delta^{3/2} \alpha^{-1} \beta^{-1/2} \sim \tau^{-1}, \tag{10}$$

где $C = \int dx \int dy \int dz (xyz^3)^{-1}$ — безразмерная константа, пределы интегрирования по x и y от 1 до ∞, а по z от z_- до z_+, где $z_\pm^2 = 1 + [(x^2 - 1)^{1/2} \pm (y^2 - 1)^{1/2}]^2$. В (10) для определения зависимости от α сделана замена переменных

$$\alpha + \delta k_1^2 = \alpha x^2, \quad \alpha + \delta k_2^2 = \alpha y^2, \quad \alpha + \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2)^2 = \alpha z^2. \tag{11}$$

В данном процессе участвует достаточно большое число ГФ, поэтому уменьшение фазового объема за счет анизотропии $\alpha(\mathbf{k})$ для одноосного СЭ дает $d_4 \sim |\ln \tau|$. Поскольку d возникает за счет искажения дефектом симметрии парафазы, то это, фактически, не поправка (в затравочном гамильтониане такого взаимодействия нет), поэтому для оценки численного значения d_4, по-видимому, разумно сравнить ее с константой линейной связи, возникающей при переходе в низкосимметричную фазу, $d_s = g\eta_s = g(|\alpha|/\beta)^{1/2}$, отношение $d_4/d_s = (nr_c^3)(\eta_c/\eta_a)^3$ и при $nr_c^3 \approx 1$ определяется третьей степенью безразмерной константы фонон-примесного взаимодействия. Даже если эта константа мала, само существование d_4 может иметь принципиальное значение, поскольку допускает те процессы, которые иначе запрещены (например, при рассеянии света [12]). Линейные дефекты, понижая размерность интегрирования в (10), приводят к резкому увеличению ТА $\sim \tau^{-2}$. Диаграмма *б* может представлять интерес в случае поляризованных дефектов, для которых в линейном приближении $\eta_c = 4\pi a\delta\eta_c n/\alpha = 4\pi\eta_c nar_c^2$ (точечные дефекты), а зависимость α^{-1} соответствует закону Кюри–Вейса при отклике на среднее поле, $d_6 \sim \tau^{-5/2}$.

Аналогично расчету (10) может быть получен вклад в нелинейную восприимчивость второго порядка от дефектов в тройной корреляции, которая изображается диаграммой с тремя сплошными концевыми линиями. В нижнем порядке $\beta_3 \approx n(\eta_c/\eta_a)^3\beta^{3/2}\alpha^{-3/2}$. Сравнение с соответствующим коэффициентом в низкосимметричной фазе, $\beta_{3s} = \beta\eta_s = \alpha^{1/2}\beta^{1/2}$, дает $\beta_3/\beta_{3s} = (nr_c^3)(\eta_c/\eta_a)^3(r_c/a)$. Поскольку $r_c \gg a$, эта оценка указывает на то, что β_3 более подвержена воздействию дефектов, чем линейная константа d.

5. Ситуация существенным образом изменяется при наличии линейной связи. Часть вкладов, которые без нее имели большую ТА, теперь становятся менее аномальными, и наоборот; аномалия может появляться у несингулярных ранее вкладов, а кроме этого возникают и новые диаграммы с заметной ТА. Действительно, перенормировка ГФ из-за линейного взаимодействия производится точно, и мы имеем часть диаграмм рис. 2 и 3, уже рассмотренных выше, но с другими ГФ: $G = G_0(1-\Delta D_0\Delta^* G_0)^{-1}$, $D = D_0(1-\Delta G_0\Delta^* D_0)^{-1}$ (в операторном виде), $\Delta_{mn}(\mathbf{k}) = id_{mnl}k_l$, d — матрица пьезоконстант. Но при этом становятся отличными от нуля и смешанные ГФ $R_{ij}(x) = \langle T_\tau P_i(x)u_j\rangle$, которые можно представить как $R = G_0\Delta D$. Теперь все эти ГФ критические, их полюса дают новый энергетический спектр. Приведем явно вид ГФ для частного случая взаимодействия с поперечной деформацией $d\eta u_{xy}$ (в общем случае обратные ГФ приведены в [1])

$$G^{-1} = \alpha(T,\mathbf{k}) = \alpha+\delta k^2+dn_z^2+(d^2/4\mu)mn_x^2n_y^2, \quad m = (\lambda+\mu)/(\lambda+2\mu), \tag{12}$$

$$D_{xx} = D_{xx}^{(0)} + (d^2/4\mu)n_y^2\Big[1-4mn_x^2(1-mn_x^2)\Big]/\alpha(\mathbf{k})\mu k^2, \tag{13}$$

$$D_{xy} = -(n_xn_y)\Big[m\alpha(\mathbf{k}) + (d^2/4\mu)(\lambda/(\lambda+2\mu)+mn_z^2)\Big]/\alpha(\mathbf{k})\mu k^2. \tag{14}$$

D имеет сингулярность не только по $\mathbf{k}$, но и происходит «размягчение» упругих модулей. Теперь разрешены флуктуации только для направлений $\mathbf{k}$, близких к осям X и Y, так что становится еще более актуальным замечание, следанное выше, относительно роли анизотропии взаимодействия. Здесь важно, чтобы «лепестки направленности» для неподавленных флуктуаций не гасились за счет анизотропии взаимодействия критических и акустических степеней свободы.

Диаграммы, содержащие только ГФ для ПП, должны уменьшать свою ТА (*2, 4, 7–9* на рис. 2 и *4, 6* на рис. 3). Так, $g_2' \sim \tau^{-1/2}$ вместо $\tau^{-3/2}$ в (3) и вместо $g_2'' \sim \tau^{-1}$ для одноосного СЭ. Однако это все еще больше чисто флуктуационного вклада, где в присутствии линейной связи аномалии нет [1]. С учетом сказанного об анизотропии наибольшая ТА для $g_5' \sim (g_{3312})^2\tau^{-3/2}$, но присутствует и более слабая $g_5' \sim (g_{3311})^2\tau^{-1/2}$, где гашение флуктуаций за счет анизотропии компенсируется добавлением критических ГФ. С другой стороны, диаграмма *10* ранее вообще не имела ТА, теперь $g_{10}' \sim \tau^{-1/2}$. Для d существенную роль играет диаграмма *7* на рис. 3. В нижнем порядке по затравочной d_0 ее ТА $d_7 \sim \tau^{-1/2}$.

В заключение отметим, что влияние дефектов на ЭК оказывается весьма существенным, даже пьезоконстанта, на которую флуктуации в чистом образце оказывают слабое воздействие, теперь становится аномальной. Из рассмотренных типов дефектов различной природы особую опасность представляют дефекты низшей размерности: линейные и тем более плоские. При этом, чем выше по рангу константа нелинейности, тем большее число процессов взаимодействия допустимо и тем сильнее обнаруживается ТА. Стрикционная константа больше подвержена такому влиянию, чем пьезоконстанта. Подчеркнем, что здесь имеются в виду основные вклады в нижнем порядке, поскольку в высших порядках существуют и более сильные аномалии, но с малым числовым коэффициентом, что практически не представляет интереса. Следует отметить особую роль линейного взаимодействия ПП с другими степенями свободы, которая в общем случае оказывается двоякой: с одной стороны, увеличивается анизотропия термических флуктуаций, стремящаяся уменьшить ТА вклада, а с другой — в зависимости от конкртеного процесса может возрасти число участвующих в нем критических степеней свободы. Очень существенной оказывается при этом анизотропия взаимодействий. В результате даже в одном порядке по константам нелинейности возникает большое число вкладов, среди которых наряду с наибольшей ТА присутствуют и более слабые. Следствием роста числа критических степеней свободы является то обстоятельство, что при линейной связи наибольший вклад в ТА вносят совершенно другие процессы рассеяния, чем в ее отсутствие.

Список литературы

[1] Шедрина Н.В., Шедрин М.И. ФТТ **35**, *11*, 2891 (1993).
[2] Брус А., Каули Р. Структурные фазовые переходы. М. (1984). 408 с.
[3] Levanyuk A.P., Sigov A.S. Defects and Structural Phase Transitions. Gordon & Breach. N.Y. (1987). 208 с.
[4] Шедрина Н В., Шедрин М.И. ФТТ **34**, *2*, 594 (1992)
[5] Шедрина Н.В., Шедрин М.И. ФТТ **32**, *5*, 1479 (1990).
[6] Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М. (1962). 443 с
[7] Ма Ш. Современная теория критических явлений. М. (1980). 298 с.
[8] Лифшиц И.М., Гредескул С.А., Пастур Л.А. Введение в теорию неупорядоченных систем. М. (1982). 360 с.
[9] Вугмейстер Б.Е., Стефанович В.А. ЖЭТФ **97**, *6*, 1867 (1990).
[10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М. (1965). 204 с.
[11] Вакс В Г. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков. М. (1973). 327 с.
[12] Ginzburg V.L., Levanyuk A.P., Sobyanin A.A. Phys Rep. **57**, *3*, 152 (1980).