1990 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 32, в. 1
1990 SOLID STATE PHYSICS Vol. 32, N 1

УДК 538.956

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА ТИПА ПОРЯДОК—БЕСПОРЯДОК

М. Б. Белоненко, М. М. Шакирзянов

Построена теория параметрического резонанса в системе элементарных возбуждений сегнетоэлектрика типа порядок—беспорядок — псевдоспиновых колебаний при воздействии импульсом переменного электрического поля. Методом медленно меняющихся амплитуд из уравнений движения для средних значений псевдоспиновых операторов получена система нелинейных дифференциальных уравнений на амплитуду и фазу возбуждаемых неоднородных колебаний. Показано, что параметрическое возбуждение обусловлено сильным взаимодействием однородной и неоднородных мод псевдоспиновых колебаний. Исследуется явление автоподавления параметрического резонанса, связанное со сдвигом частоты колебаний неоднородных мод, возникающим вследствие их обратного воздействия на однородную. Построен фазовый портрет системы уравнений, установлено соответствие различных участков фазовых траекторий процессам возбуждения и автоподавления колебаний. Обсуждаются условия возникновения параметрического резонанса в зависимости от спонтанной поляризации, внешнего постоянного электрического поля, коэффициента затухания псевдоспиновых волн. Определено пороговое значение амплитуды переменного поля.

Псевдоспиновой формализм, используемый в изучении свойств сегнетоэлектриков (СЭ), предоставляет широкие возможности для описания динамических процессов, происходящих под воздействием переменных полей [1-3]. В этом формализме динамические процессы можно рассматривать как процессы возбуждения и взаимодействия псевдоспиновых волн. В частности, колебания вектора электрической поляризации, являющегося параметром порядка в СЭ типа порядок—беспорядок (ПБП) и определяемого как среднее значение псевдоспина, соответствуют колебаниям с квазиимпульсом, равным 0 [1, 2]. Как известно, спектр элементарных возбуждений (псевдоспиновых волн) в СЭ очень широк, и его высокочастотные ветви с большими волновыми векторами практически недоступны для наблюдения, например, методами линейного отклика [2]. Это связано с необходимостью создания в образцах однородных полей, что исключено для больших значений волнового вектора переменного поля [4]. Однако эту трудность можно обойти, если учесть, что СЭ представляет собой сильно нелинейную систему, допускающую параметрическое возбуждение. Эффективность параметрического возбуждения связана с тем, что электрические поля с малым значением квазиимпульса позволяют индуцировать две моды псевдоспиновых колебаний с малым суммарным квазиимпульсом (с большими, но противоположно направленными волновыми векторами). Здесь необходимо отметить, что эти ветви колебаний возникают вследствие сильного взаимодействия с нулевой модой, возбуждаемой переменным полем. Это в свою очередь дает возможность проследить за развитием всей системы при параметрическом возбуждении по изменению вектора электрической поляризации.

В настоящей работе предпринята попытка построения теории параметрического резонанса в СЭ типа ПБП исходя из псевдоспинового формализма. В этом представлении поведение СЭ в переменном электрическом поле описывается системой дифференциальных уравнений типа уравнений Блоха [1, 2]. Аналогичное рассмотрение параметрического резонанса проводилось в ферромагнетике [5], где роль элементарных возбуждений играют магноны. В СЭ в отличие от ферромагнетиков элементарные возбуждения — псевдоспиновые волны — существуют как в упорядоченной, так и в неупорядоченных фазах, что позволяет исследовать свойства сегнетоэлектрика в обеих фазах с единой точки зрения.

Гамильтониан СЭ типа ПБП с двухъямным симметричным потенциалом в псевдоспиновом формализме представляет собой гамильтониан обобщенной модели Изинга в поперечном поле [2]

$$\mathscr{H}_0 = -\Omega \sum_j S_j^x - {}^1/_2 \sum_{i,j} \mathscr{J}_{ij} S_i^z S_j^z,$$

где Ω — интеграл туннелирования, $\mathscr{J}_{ij}$ — обменный интеграл. Оператор S_j^z имеет смысл оператора дипольного момента j-ой ячейки, а S_j^x есть оператор туннелирования. Таким образом, среднее значение оператора $P = 2\mu \sum_j S_j^z$ соответствует электрической поляризации образца (μ — дипольный момент ячейки). Оператор взаимодействия с постоянным E_0 и однородным по образцу переменным $E(t)$ электрическими полями можно записать в виде

$$\mathscr{H} = -E_0 \sum_j S_j^z - E(t) \sum_j S_j^z, \quad E(t) = E\cos(\omega t + 2\varphi_0).$$

Здесь ω — частота, $2\varphi_0$ — начальная фаза переменного поля. Отметим, что гамильтониан $\mathscr{H}_0$ не включает в себя в явном виде псевдоспин-фононное взаимодействие. Это связано с тем, что учет этого взаимодействия можно произвести путем перенормировки константы обменного взаимодействия $\mathscr{J}_{ij}$ [1], что не изменяет вид гамильтониана $\mathscr{H}_0$. С другой стороны, величина константы псевдоспин-фононной связи в СЭ типа ПБП обычно мала [1], и данная связь существенна только в узкой окрестности точки фазового перехода.

Уравнения движения для средних значений операторов S_j^α ($\alpha = x, y, z$) в приближении хаотических фаз имеют вид [2]

$$\frac{d\langle S_j^x\rangle}{dt} = M_j(t)\langle S_j^y\rangle, \qquad \frac{d\langle S_j^y\rangle}{dt} = \Omega\langle S_j^z\rangle - M_j(t)\langle S_j^x\rangle; \qquad \frac{d\langle S_j^z\rangle}{dt} = -\Omega\langle S_j^y\rangle,$$

$$M_j(t) = \sum_i \mathscr{J}_{ij}\langle S_i^z\rangle + E_0 + E(t). \tag{1}$$

С помощью преобразований Фурье для отклонений средних значений $\langle S_j^\alpha\rangle$ от равновесных значений можно перейти к представлению волновых векторов, характеризующих псевдоспиновые волны [2]. В этом представлении система уравнений (1) сводится к следующей системе уравнений [2, 3]:

$$\frac{dx_{\mathbf{q}}}{dt} = \sum_{\mathbf{s}} \mathscr{J}_{\mathbf{s}} z_{\mathbf{s}} y_{\mathbf{q}-\mathbf{s}} + (E(t) + \Phi)\, y_{\mathbf{q}}, \qquad \frac{dz_{\mathbf{q}}}{dt} = -\Delta_{\mathbf{q}} y_{\mathbf{q}},$$

$$dy_{\mathbf{q}}/dt = \Delta_{\mathbf{q}} z_{\mathbf{q}} - \sum_{\mathbf{s}} \mathscr{J}_{\mathbf{s}} z_{\mathbf{s}} x_{\mathbf{q}-\mathbf{s}} - (E(t) + \Phi)\, x_{\mathbf{q}} - E(t)\langle S^x\rangle_0 \delta_{\mathbf{q},0},$$

$$\Phi = \sum_i \mathscr{J}_{ij}\langle S^z\rangle_0 + E_0, \qquad \Delta_{\mathbf{q}} = \Omega^{1/2}\Big(\Omega - \sum_j \mathscr{J}_{lj} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_j)}\langle S^x\rangle_0\Big)^{1/2},$$

$$\mathscr{J}_{\mathbf{q}} = N^{-1/2}\frac{\Omega}{\Delta_{\mathbf{q}}} \sum_j \mathscr{J}_{lj} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_j)}, \qquad z_{\mathbf{q}} = N^{-1/2}\frac{\Delta_{\mathbf{q}}}{\Omega}\sum_j \left(\langle S_j^z\rangle - \langle S^z\rangle_0\right) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_j},$$

$$x_{\mathbf{q}} = N^{-1/2}\sum_j \left(\langle S_j^x\rangle - \langle S^x\rangle_0\right) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_j}, \qquad y_{\mathbf{q}} = N^{-1/2}\sum_j \left(\langle S_j^y\rangle - \langle S^y\rangle_0\right) e^{-i\mathbf{q}\mathbf{R}_j}, \tag{2}$$

где $\mathbf{R}_j$ — радиус вектор j-й ячейки, N — число ячеек в образце, а $\langle S^\alpha\rangle_0$ — равновесные средние значения, определенные в приближении молекулярного поля [1, 2]. Здесь мы полагаем, что в начальный момент времени $\langle S_j^\alpha\rangle_0 = \langle S_i^\alpha\rangle_0 \equiv \langle S^\alpha\rangle_0$, $i \neq j$.

Предположим, что благодаря взаимодействию с нулевой модой, возбуждаемой внешним переменным полем, возбуждаются также две совокупности псевдоспиновых колебаний с равными и противоположно направленными волновыми векторами ($\mathbf{q}_1 = -\mathbf{q}_2$) и частотами, близкими к половинной частоте поля $\omega_{\mathbf{q}_1} = \omega_{\mathbf{q}} = (\omega/2) + \varepsilon$ (ε — малая расстройка частоты, учитывающая разброс частот в совокупности колебаний). Применение приближения, широко используемого в теории параметрического возбуждения и заключающегося в пренебрежении всеми межмодовыми взаимодействиями, кроме взаимодействия между собой возбужденных мод [5, 6], позволило сильно упростить систему уравнений (2). В этом приближении система (2) сводится к системе 9 нелинейных уравнений, описывающих псевдоспиновые колебания с волновыми векторами $\mathbf{k} = 0$, $\mathbf{q}_1$, $\mathbf{q}_2$. Отметим, что здесь мы ограничиваемся изучением динамики «центра тяжести» совокупности близких по частоте колебаний. Такое рассмотрение, с одной стороны, сильно упрощает решение задачи, а с другой — позволяет без потери общности выявить все основные закономерности развития системы при параметрическом возбуждении (см., например, в [5]).

Решение полученной таким образом системы из 9 уравнений ищется методом медленно меняющихся амплитуд в виде:

$$\alpha_{q_n} = a_n \cos\left[(\omega_{\mathbf{q}_n} - \varepsilon)\, t + \varphi_{\alpha_n}\right] + \alpha_n^0; \quad \alpha = x,\ y,\ z; \quad n = 1,\ 2,$$
$$\alpha_{\mathbf{q}=0} = a_0 \cos(\omega_0 t + \theta_0) + \tilde{\alpha}_0 \cos(\omega t + \tilde{\varphi}_0) + \alpha_0^0, \tag{3}$$

где α_n, α_{x_n}, α_n^0, α_0, θ_0, $\tilde{\alpha}_0$, $\tilde{\varphi}_0$, α_0^0 — медленно меняющиеся (по сравнению с $\exp(i\omega_0 t)$, $\omega_0 \leqslant \omega_{\mathbf{q}_n}$)) функции времени. Система уравнений для медленно меняющихся амплитуд остается все еще очень сложной для решения. Однако, если предположить, что однородные колебания невелики, то уравнения для нулевой моды могут быть линеаризованы по $\alpha_{\mathbf{q}=0}$. С учетом условия $\mathbf{q}_1 = \mathbf{q}$ и $\mathbf{q}_2 = -\mathbf{q}$ линеаризованные по $\alpha_{\mathbf{q}=0}$ уравнения для нулевой моды можно записать в виде:

$$dx_{\mathbf{q}=0}/dt = \mathcal{J}_{\mathbf{q}} z_{\mathbf{q}} y_{-\mathbf{q}} + \Phi y_{\mathbf{q}=0},$$
$$dy_{\mathbf{q}=0}/dt = \Delta_0 z_{\mathbf{q}=0} - \mathcal{J}_{\mathbf{q}} z_{\mathbf{q}} x_{-\mathbf{q}} - \Phi x_{\mathbf{q}=0} - E(t)\langle S^x\rangle_0,$$
$$dz_{\mathbf{q}=0}/dt = -\Delta_0 y_{\mathbf{q}=0}. \tag{4}$$

Ввиду громоздкости решений системы уравнений (4) приведем здесь только выражение для $z_{\mathbf{q}=0}$, которое будет необходимо в дальнейшем (отметим, что $\alpha_{\mathbf{q}} = \alpha_{-\mathbf{q}}$).

$$z_{\mathbf{q}=0} = E\langle S^x\rangle_0 \Delta_0 \xi \cos(\omega t + 2\varphi_0) - \frac{3}{4}\frac{\mathcal{J}_{\mathbf{q}}\Phi\Delta_0\xi}{\Delta_{\mathbf{q}}} z_n^2 \cos\left(2(\omega_{\mathbf{q}} - \varepsilon)\, t + 2\varphi_{z_n}\right) +$$
$$+ \frac{\mathcal{J}_q\Phi\Delta_0}{\Delta_{\mathbf{q}}\omega_0^2}\left\{\left(\frac{1}{4} z_n \cos 2\varphi_{z_n} + \frac{\Phi x_n^0}{\Delta_{\mathbf{q}}}\cos\varphi_{z_n}\right) z_n + \left((x_n^0)^2 - \frac{1}{2} z_n^2\right)\right\} + f(\omega_0), \tag{5}$$

где $\omega_{\mathbf{q}}^2 = \Phi^2 + \Delta_{\mathbf{q}}^2$, $\xi = (\omega_0^2 - 4\omega_{\mathbf{q}}^2)^{-1}$, а через $f(\omega_0)$ обозначены члены, осциллирующие на частоте ω_0. Подставив полученные решения в уравнения для амплитуд $\alpha_{\mathbf{q}}$ ($\alpha_{-\mathbf{q}}$), получаем в пренебрежении быстроосциллирующими членами следующую систему уравнений

$$\frac{dx_n^0}{dt} = 0, \quad \frac{dz_n}{dt} = \lambda\left(\sin 2(\varphi_{z_n} - \varepsilon t - \varphi_0)\right) z_n, \quad \lambda = \frac{3}{4}\frac{\mathcal{J}_{\mathbf{q}}\Phi\Delta_{\mathbf{q}}\xi E\langle S^x\rangle_0}{\omega_{\mathbf{q}}},$$

$$\frac{d\varphi_{z_n}}{dt} z_n = A(\varphi_{z_n}) z_n^3 + B(\varphi_{z_n}) z_n^2 + C(\varphi_{z_n}) z_n,$$

$$A(\varphi_{z_n}) = \frac{\mathcal{J}_{\mathbf{q}}^2\Phi^2}{4\omega_{\mathbf{q}}}\left\{\frac{1}{4}(3\xi + \Phi^{-2}) - \omega_0^{-2}\left[1 + \frac{2\mathcal{J}_0\Delta_0}{\mathcal{J}_{\mathbf{q}}\Delta_{\mathbf{q}}}\left(1 - \frac{1}{2}\cos 2\varphi_{z_n}\right) + \frac{1}{2}\frac{\Delta_0^2}{\Phi^2}\cos 2\varphi_{z_n}\right]\right\},$$

$$B(\varphi_{z_n}) = \frac{\mathcal{J}_{\mathbf{q}}\Delta_0^2\Phi x_n^0}{2\omega_{\mathbf{q}}\omega_0^2\Delta_{\mathbf{q}}}\left(\frac{2\mathcal{J}_0\Phi^2}{\Delta_0\Delta_{\mathbf{q}}\mathcal{J}_{\mathbf{q}}} - 1\right)\cos\varphi_{z_n},$$

$$C(\varphi_{z_n}) = \lambda\cos 2(\varphi_{z_n} - \varepsilon t - \varphi_0) - \varepsilon + \frac{\mathcal{J}_{\mathbf{q}}^2 \Phi^2 (x_n^0)^2}{2\omega_q \omega_0^2}\left\{\frac{2\mathcal{J}_0\Delta_0}{\mathcal{J}_{\mathbf{q}}\Delta_{\mathbf{q}}} + 1\right\}. \tag{6}$$

Из общего вида решения второго из уравнений системы (6) (в виде экспоненты) ясно, что состояние с $z_n=0$ является неустойчивым. И поскольку в начальный момент времени флуктуации средних значений $\Delta\alpha_n \neq 0$, то при выполнении условия

$$\sin 2(\varphi_{z_n} - \varepsilon t - \varphi_0) < 0 \tag{7}$$

становится возможным явление параметрического резонанса для z-ой компоненты $\mathbf{q}$ ($-\mathbf{q}$) моды, т. е. экспоненциальный рост амплитуды колебаний. Причем, согласно неравенству (7), возбуждаются только те моды колебаний, у которых в начальный момент времени фаза φ_{z_n} ($t=0$) удовлетворяет условию

$$2\varphi_0 - \pi < \varphi_{z_n}(t=0) < 2\varphi_0.$$

Изменение фазы φ_{z_n} со временем в значительной степени зависит от амплитуды колебаний z_n и определяется третьим уравнением системы (6). Очевидно, что при нарастании амплитуды основной вклад в развитие φ_{z_n} дадут нелинейные по z_n члены этого уравнения. Естественно, что изменение φ_{z_n} со временем может привести к смене знака в неравенстве (7). Это в свою очередь означает, что амплитуда колебаний начинает убывать и, таким образом, происходит автоподавление параметрического резонанса [5].

Явление автоподавления в рассматриваемом случае обусловлено обратным воздействием неоднородных мод на однородную (члены, пропорциональные $\mathcal{J}_{\mathbf{q}}$ в системе уравнений (4)). Исключение обратного воздействия соответствует линеаризации третьего из уравнений системы (6) по z_n. Из решения линеаризованного уравнения получаем, учитывая, что во время действия импульса

$$\frac{d\varphi_{z_n}}{dt} z_n = C(\varphi_{z_n}) z_n, \quad \varepsilon t \ll 1, \quad \frac{\mathcal{J}_{\mathbf{q}}^2 \Phi^2 (x_n^0)^2}{2\omega_{\mathbf{q}}\omega_0^2} t \ll 1,$$

следующее выражение для фазы

$$\begin{gathered} \sin 2(\varphi_{z_n} - \varphi_0) = -[1 - \exp(2\lambda t - C_0)]/[1 + \exp(2\lambda t - C_0)], \\ \sin 2(\varphi_{z_n}(t=0) - \varphi_0) = -[1 - \exp(-C_0)]/[1 + \exp(-C_0)]. \end{gathered} \tag{8}$$

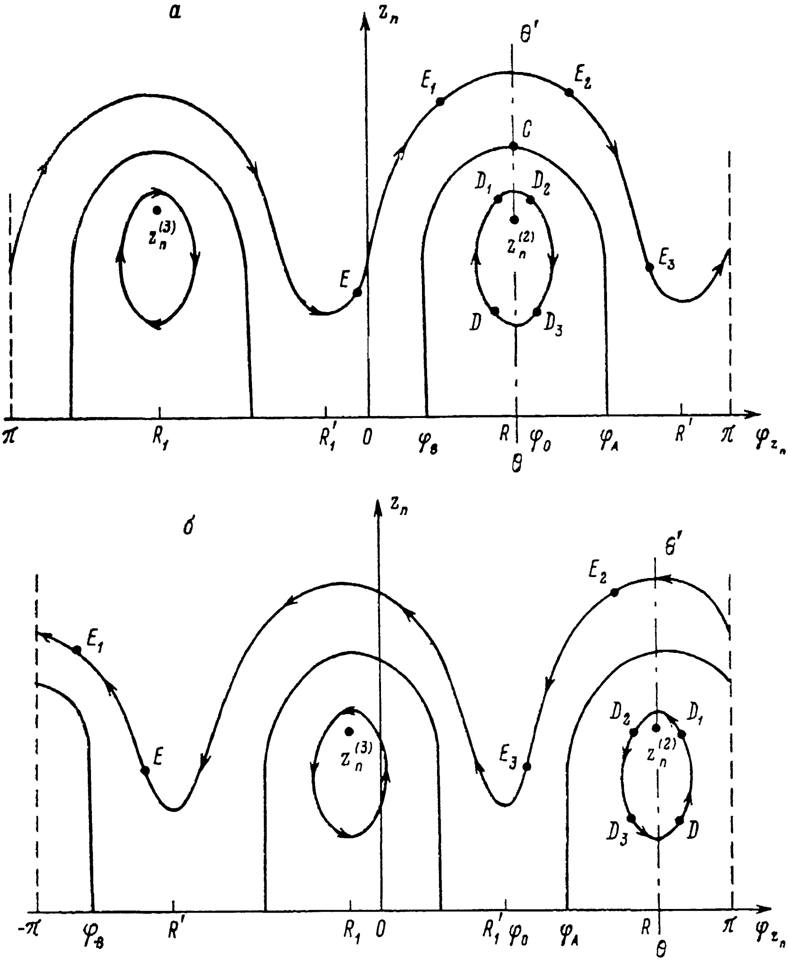
Здесь C_0 — константа, определяемая из формулы (8).

Отсюда вытекает выполнение неравенства (7) в любой момент времени, что соответствует бесконечному росту амплитуды неоднородных колебаний.

Ввиду сильной нелинейности получить аналитические решения системы (6) представляется весьма сложной задачей. Однако основные закономерности поведения рассматриваемой псевдоспиновой системы можно получить из анализа, проведенного на основании качественной теории исследования нелинейных дифференциальных уравнений (8). Согласно этой теории, исследование поведения динамической системы сводится к изучению поведения траекторий в фазовом пространстве. Поскольку, согласно (6), значения (z_n, φ_{z_n}) и (z_n, $\varphi_{z_n}+2\pi$) соответствуют одному и тому же состоянию, то фазовым пространством рассматриваемой системы — в этом легко убедиться — является поверхность цилиндра, на котором вдоль образующей можно отложить величину z_n, а по направляющей — угол φ_{z_n}. Интегральные кривые на фазовом цилиндре определяются уравнением

$$\frac{d\varphi_{z_n}}{dz_n} = \frac{A(\varphi_{z_n}) z_n^2 + B(\varphi_{z_n}) z_n + C(\varphi_{z_n})}{\lambda \sin 2(\varphi_{z_n} - \varphi_0)}. \tag{9}$$

Соответствующие (9) фазовые траектории, характеризующие эволюцию системы, приведены на развертке цилиндра в плоскость на рисунке. Проведенный ранее анализ поведения системы полностью согласуется с полученным фазовым портретом. Как видно из рисунка, возможны два вида фазовых траекторий — охватывающие цилиндр $(EE_1E_2E_3)$ $(-\pi \leqslant \varphi_{z_n} \leqslant \pi)$ и замкнутые кривые на поверхности цилиндра $(DD_1D_2D_3)$, охватывающие стационарную точку $z_n^{(2)}$ $(z_n^{(3)})$, — определяемых из реше-



Фазовый портрет системы уравнений (6).

а — $A(\psi_0+n\pi) > 0$, *б* — $A(\psi_0+n\pi) < 0$, n — целое число. Обозначения в тексте соответствуют случаю *а*.

ния (6) в стационарном режиме. Оба вида траекторий соответствуют псевдоспиновым колебаниям, отличающимся моментом начала автоподавления, определяемого из начальных условий для фазы колебаний. Линия, распределяющая эти траектории (ACB), определяется из равенства

$$\cos 2(\varphi_{A,B} - \varphi_0) = 0.$$

Здесь необходимо отметить, что, согласно условию (7), параметрическое возбуждение возможно при начальных значениях фазы колебаний, лежащих вне интервала $R'R$ $(R_1'R_1)$ (см. рисунок). Таким образом, если начальная фаза колебаний находится в интервале RB (точка D), то смена знака в (7) происходит при относительно малых изменениях фазы $\varphi_{z_n}(t)$ (линия смены знака в (7) есть прямая $\theta\theta'$). Если же $\varphi_{z_n}(t=0)$ находилась в интервале BR_1', то для смены знака неравенства (7) требуется существенно большее изменение φ_{z_n}, т. е. больший рост амплитуды параметрически возбуждаемых колебаний. Участки траекторий, характеризующие быстрый экспоненциальный рост амплитуды колебаний, учет влияния нелинейных по z_n членов, автоподавление изображены на рисунке соответственно кривыми DD_1 (EE_1); D_1D_2 (E_1E_2); D_2D_3 (E_2E_3).

До сих пор рассмотрение относилось к псевдоспиновой системе, в которой отсутствует затухание колебаний. Это приводит к тому, что параметрическое возбуждение возможно при любом значении амплитуды переменного поля $E(t)$. Однако, если учесть затухание q-ой моды с декрементом $\gamma(\omega_{\mathbf{q}}, \mathbf{q})$, то очевидно, что для возникновения параметрического резонанса необходимо, чтобы инкремент нарастания амплитуды колебания λ был больше декремента затухания $\gamma(\omega_{\mathbf{q}}, \mathbf{q})$. Отсюда вытекает пороговое значение внешнего переменного поля, начиная с которого происходит параметрическое возбуждение

$$\lambda_{\text{пор}} = -\gamma(\omega_{\mathbf{q}}, \mathbf{q}), \qquad E_{\text{пор}} = -\frac{4}{3}\,\frac{\gamma(\omega_{\mathbf{q}}, \mathbf{q})\,\omega_{\mathbf{q}}}{\mathcal{J}_{\mathbf{q}}\langle S^x\rangle_0\,\xi\Phi\Delta_{\mathbf{q}}}. \tag{10}$$

Величина порога $E_{\text{пор}}$, как и амплитуда q-той моды, существенным образом зависят от параметра $\Phi = \sum_j \mathcal{J}_{ij}\langle S^z\rangle_0 + E_0$, характеризующего наличие упорядочения в системе. В то же время параметр Φ определяет отклонение оси свободной прецессии псевдоспина от оси X в псевдоспиновом пространстве [2]. При $\Phi \to 0$ из (10) следует, что $E_{\text{пор}}$ стремится к бесконечности, а из уравнения (6) $z_n = \text{const}$. Отсюда вытекает, что параметрическое возбуждение псевдоспиновых волн в парафазе сегнетоэлектрика ($\langle S^z\rangle_0 = 0$) возможно лишь при $E_0 \neq 0$. Условие $\Phi \neq 0$ определяет эллиптичность проекции конца свободно прецессирующего вектора псевдоспина на плоскость ZY в псевдоспиновом пространстве, что является необходимым условием параметрического возбуждения [5, 7].

Так как псевдоспиновые колебания носят затухающий характер, особенно в окрестности точки фазового перехода, и при малых значениях вектора q, и поскольку пороговое значение амплитуды возбуждающего поля определяется коэффициентом затухания γ, то, очевидно, здесь необходимо провести оценку величины $E_{\text{пор}}$. При этом требуется учесть реальную конечную ширину пакета, содержащего $N_p \sim 10^7$ колебаний. Для этого мы должны заменить $\mathcal{J}_{\mathbf{q}}$ на $N_p\mathcal{J}_{\mathbf{q}}$, что обусловлено суммированием по модам колебаний внутри пакета в уравнениях (2) (суммирование по s). Далее, полагая, что при малых $\mathbf{q}$ $\sum_j \mathcal{J}_{lj} e^{i\mathbf{q}(\mathbf{R}_l - \mathbf{R}_j)} \sim \sum_j \mathcal{J}_{lj}$, и, следовательно $\Delta_{\mathbf{q}} \sim \Delta_0$, $\langle S^x\rangle_0 \sim \dfrac{\Omega}{\sum_j \mathcal{J}_{lj}}$, выражение (10) можно переписать в виде

$$E_{\text{пор}} \sim 4\,\frac{N^{1/2}}{N_p}\,\frac{\gamma(\omega_{\mathbf{q}\sim 0};\, \mathbf{q}\sim 0)\,(\Delta^2_{\mathbf{q}\sim 0} + \Phi^2)^{3/2}}{\Omega^2\Phi}.$$

Согласно определению Φ, в парафазе $\Phi = E_0$, а в сегнетофазе в нулевом внешнем постоянном поле Φ является частотой мягкой моды, стремящейся к 0 при приближении к точке фазового перехода. Таким образом, значением величины Φ в окрестности точки фазового перехода можно управлять в широких пределах при помощи постоянного электрического поля E_0. И поскольку в этой области величина Φ может быть сравнима с $\Delta_{\mathbf{q}\sim 0}$, то окончательное выражение для оценки величины порога будет иметь вид

$$E_{\text{пор}} \sim 4 \cdot 10^5\,\frac{\gamma(\omega_{\mathbf{q}\sim 0},\, \mathbf{q}\sim 0)\,\Phi^2}{\Omega^2}.$$

В силу того что реальных СЭ типа ПБП отношение $\gamma(\omega_{\mathbf{q}}, \mathbf{q})/\Omega \sim 1/2$ $\Omega \sim 140$ см$^{-1}$ [1], из полученного выражения ясно, что пороговое значение переменного электрического поля зависит от значения постоянного поля и может быть легко достигнуто.

Таким образом, эффект параметрического резонанса в СЭ типа ПБП обнаруживает сильную зависимость от равновесного параметра порядка $\langle S^z \rangle_0$ и может быть использован при исследовании фазовых переходов в этих веществах. Экспериментально это явление, очевидно, можно обнаружить по дополнительному поглощению энергии переменного поля, обусловленному возбуждением неоднородных колебаний, или по изменению колебаний вектора электрической поляризации (z — компоненты нулевой моды) согласно выражению (5). Следует отметить, что все вышеизложенное относится к динамике «центра тяжести» пакета псевдоспиновых волн. Строгое описание многомодовости требует знаний как о распределении энергии между состояниями с различными волновыми векторами, так и о распределении начальных амплитуд и фаз флуктуаций, а также учета конечной ширины импульса переменного поля. Такое рассмотрение выходит за пределы статьи и является самостоятельной задачей.

Список литературы

[1] Вакс В. Г. Введение в микроскопическую теорию сегнетоэлектриков. М., 1973. 328 с.

[2] Блинц Р., Жекш Б. Сегнетоэлектрики и антисегнетоэлектрики. М., 1975. 398 с.

[3] Белоненко М. Б., Кессель А. Р., Шакирзянов М. М. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 11. С. 3345—3348.

[4] Корнел А., Чаттерджи М. // ТИИЭР. 1981. Т. 69. № 12. С. 12—43.

[5] Моносов Я. А. Нелинейный ферромагнитный резонанс. М., 1971. 376 с.

[6] Madsen E., Tanaka T. // Phys. Rev. 1969. V. 184. N 2. P. 527—541.

[7] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М., 1967. 368 с.

[8] Бутенин Н. В., Неймарк Ю. И., Фуфаев Н. А. Введение в теорию нелинейных колебаний. М., 1987. 384 с.

Казанский физико-технический институт
КФ АН СССР
Казань

Поступило в Редакцию
3 мая 1989 г.
В окончательной редакции
15 августа 1989 г.