Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 7, стр. 366 - 369 10 апреля 1991 г.

НАМАГНИЧЕННОСТЬ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ОРИЕНТАЦИОННО УПОРЯДОЧЕННЫХ СИСТЕМАХ

С.А.Пикин

Институт кристаллографии АН СССР
117333, Москва

Поступила в редакцию 28 февраля 1991 г.

Для гамильтониана общего вида, описывающего ориентационно упорядоченную систему с предпереходными дипольными корреляциями ферромагнитного и сегнетоэлектрического типов, получено точное решение, которое показывает возможность существования конечных значений намагниченности и поляризации, индуцированных слабыми внешними полями и стабилизированных жидкокристаллическим порядком.

В настоящее время отсутствуют данные о существовании на опыте собственных сегнетоэлектриков и ферромагнетиков - жидких кристаллов (ЖК), ферромагнетиков - полимеров. Существование сегнетоэлектричества в полимерных материалах скорее связано с наличием в последних фактически кристаллических областей (зерен) с сегнетоэлектрическим порядком. Причины отсутствия таких типов упорядочения в некристаллических средах ясны: относительно слабое взаимодействие магнитных и электрических диполей у соседних молекул, слабая корреляция таких диполей на сравнительно больших расстояниях, большие флуктуации. Видимо, трудно ожидать получения указанных ферромагнитных и сегнетоэлектрических состояний "в чистом виде", однако возможно существование аморфных систем с достаточно сильной корреляцией дипольных моментов. Хотя в среднем намагниченность и поляризация в подобных системах равна нулю, последние обладают аномальной зависимостью восприимчивости χ_0 от приложенного поля $\mathcal{E}$:

$$\chi_0 \sim \mathcal{E}^{-\alpha}, \tag{1}$$

где α - критический индекс, обычно $\alpha \ll 1$. В настоящей работе постулируется наличие у системы свойства (1) и макроскопического ориентационного (жидкокристаллического) порядка и показывается, что система с такими свойствами может обладать особенностями намагниченности и поляризации.

Выражение (1) соответствует зависимости индуцированного момента $\mathcal{M}_0$ от приложенного поля по закону $\mathcal{M}_0 \sim \mathcal{E}^{1-\alpha}$, а сингулярная часть термодинамического потенциала в некотором интервале температур имеет вид

$$-f(\mathcal{E}) \sim -|\mathcal{E}|^{2-\alpha}. \tag{2}$$

Общий гамильтониан системы, приводящий к термодинамической функции (2), может быть записан в виде

$$\tilde{\mathcal{H}} = \mathcal{H}_0 - \mathcal{E}\mathcal{M}, \tag{3}$$

где гамильтониан $\mathcal{H}_0$ включает энергию взаимодействия диполей, обуславливающего упомянутую сильную корреляцию последних в заданном температурном интервале, $\mathcal{M}$ есть сумма проекций всех диполей на направление внешнего поля. Таким образом, величина $\mathcal{M}_0$ есть среднее $< \mathcal{M} >$ с гамильтонианом $\tilde{\mathcal{H}}$ в единице объема вещества.

Если среда обладает ориентационным порядком, т.е. в ней имеется выделенное направление $\vec{n}$ (директор в ЖК), то возможное взаимодействие дипольных моментов с ориентационной степенью свободы должно быть квадратичным по $\vec{n}$. Соответствующий вклад в общий гамильтониан $\mathcal{H}$ можно записать в виде

$$\mathcal{H} - \tilde{\mathcal{H}} = -\frac{\lambda}{2}\mathcal{M}_{\vec{n}}^2 = -\frac{\lambda}{2}(\vec{\mathcal{M}}\vec{n})^2, \tag{4}$$

где параметр λ характеризует степень ориентационной упорядоченности и силу указанного взаимодействия. Формула (4) отражает анизотропный характер влияния намагниченности и поляризации ЖК. При наличии внешнего поля $\vec{\mathcal{E}}$ возникающее среднее значение момента $< \vec{\mathcal{M}} >$ благодаря взаимодействию (4) и сильным дипольным корреляциям может в определенном смысле стабилизироваться: при выключении поля система может сохранять некоторое значение среднего $< \vec{\mathcal{M}} >$ из-за наличия энергетического барьера $\sim \lambda < \mathcal{M} >^2$, который нужно преодолеть системе при переходе в парамагнитное и параэлектрическое состояния.

Последнее соображение допускает следующее аналитическое описание. Считая величины $\mathcal{E}$ и λ в гамильтониане $\mathcal{H}$ независимыми параметрами, запишем термодинамический потенциал в отсутствие ориентационного порядка, т.е. при $\lambda = 0$, в виде

$$\Phi(\lambda = 0) = \Phi_0 - f(\mathcal{E}). \tag{5}$$

Примем для простоты, что направления векторов $\vec{\mathcal{E}}$ и $\vec{n}$ совпадают с осью z.

В этом случае согласно (3) и (4) общий вид гамильтониана $\mathcal{H}$ есть

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - \mathcal{E}\mathcal{M}_z - \frac{\lambda}{2}\mathcal{M}_z^2. \tag{6}$$

Используя известное соотношение для потенциала $\Phi(\lambda, \mathcal{E})$

$$-2\frac{\partial\Phi}{\partial\lambda} = \left(\frac{\partial\Phi}{\partial\mathcal{E}}\right)^2 \tag{7}$$

верное со статистической точностью при усреднениях с гамильтонианом (6), можно найти общее решение нелинейного дифференциального уравнения (7) с начальным условием (5) [1]. Это решение есть совокупность алгебраических уравнений

$$\Phi = \Phi_0 + \frac{1}{2\lambda}(\mathcal{E} - x)^2 - f(x), \quad \frac{\partial\Phi}{\partial x} = 0$$

или

$$\Phi = \Phi_0 - f(x) + \frac{\lambda}{2}(f'(x))^2, \quad x = \mathcal{E} + \lambda f'(x). \tag{8}$$

Решение (8) подробно описано в работе [1]. В данном случае оно описывает своеобразный фазовый переход при смене знака поля $\mathcal{E}_z$. Так как величины x и Φ согласно (8), где $f'(x) \sim \chi^{1-\alpha}$ суть неоднозначные функции от $\mathcal{E}$, то при положительных значениях параметра λ точка $x = 0$ на фазовой диаграмме $(\Phi, \mathcal{E})$ находится в области абсолютной неустойчивости (рисунок). Значение

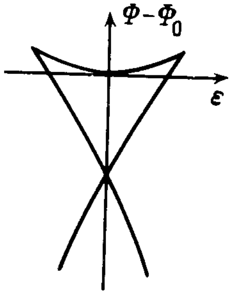

Рис. 1. Зависимость термодинамического потенциала от приложенного поля

$\mathcal{E} = 0$ соответствует пересечению двух ветвей потенциала Φ и разным точкам x^+ и x^- этих ветвей. При этом $\Phi(x^+) = \Phi(x^-)$, $x^+ = -x^- = [(2-\alpha)\lambda]^{1/\alpha}$, причем предполагается, что $x^+ \ll 1$, т.е. выполняется условие $\lambda^{1/\alpha} \ll 1$. Таким образом при $\lambda > 0$ в точке $\mathcal{E}_z = 0$ происходит "переход первого рода". Метастабильная область в этом случае соответствует интервалу значений $\mathcal{E}_z$:

$$\mathcal{E}(\tilde{x}^-) < \mathcal{E}_z < \mathcal{E}(\tilde{x}^+), \quad \tilde{x}^+ = -\tilde{x}^- = [(2-\alpha)(1-\alpha)\lambda]^{1/\alpha}. \tag{9}$$

Скачок дипольного момента $\Delta < \mathcal{M}_z >$ при $\mathcal{E}_z = 0$ определяется значениями $< \mathcal{M}_z(x^+) >= - < \mathcal{M}_z(x^-) >= -\partial\Phi/\partial\mathcal{E}_z|_{x=x^+}$,

$$< \mathcal{M}_z(x^+) >= (2-\alpha)^{1/\alpha}\lambda^{(1-\alpha)/\alpha}, \quad \Delta < \mathcal{M}_z >= 2 < \mathcal{M}_z(x^+) > . \tag{10}$$

Соответственно, восприимчивость при подходе к точке перехода имеет конечное значение

$$\chi(x^\pm) = \frac{1-\alpha}{\alpha\lambda}. \tag{11}$$

Результаты (9) - (11) показывают, что в отсутствие критической диполь-дипольной корреляции (индекс $\alpha = 0$) слабое взаимодействие с ориентационной степенью свободы ($\lambda \ll 1$) не приводит к стабилизации индуцированного момента: $\mathcal{E}(\tilde{x}^{\pm}) =< \mathcal{M}_z(x^{\pm}) >= 0$, $\chi(x^{\pm}) \to \infty$. Всякое конечное значение индекса α при малых значениях λ должно приводить к указанному эффекту. Заметим, что в отсутствие поля ($\vec{\mathcal{E}} = 0$) система не может обладать однородным распределением момента $< \vec{M} >\neq 0$: последнее неустойчиво по отношению к образованию областей с произвольной ориентацией локальных моментов. Малое, но конечное значение поля с определенной ориентацией индуцирует в ориентационно упорядоченной системе конечное среднее значение момента $< \vec{M} >$, слабо зависящее от приложенного поля. Этот эффект может играть интересную роль, если в системе с описанными свойствами имеются какие-либо диспергированные источники поля, например зерна, поле которых быстро убывает при удалении от поверхности зерна вглубь среды. В рассматриваемом случае среднее значение момента должно оставаться конечным на достаточно большом удалении от таких поверхностей и определяться, в основном, распределением параметра взаимодействия и ориентационного порядка λ. Подобные эффекты, в принципе, возможны в системах, "предрасположенных" к существованию ферромагнитного, сегнетоэлектрического и других состояний, например, сверхпроводящего.

Выражаю благодарность Кацу Е.И. за ценные обсуждения.

Литература

1. Ларкин А.И., Пикин С.А. ЖЭТФ, 1969, 56, 1664.