УДК 537.611.45; 537.226

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ЧАСТИЧНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $CeAl_2$

С. М. Новиков, В. П. Сахненко

В рамках феноменологической теории фазовых переходов Ландау показано, что фазовая диаграмма для четырехкомпонентного параметра порядка, описывающего простую антиферромагнитную структуру $CeAl_2$, содержит мультикритическую точку, в которой в термодинамическом равновесии с парамагнитной фазой могут находиться пять фаз, имеющих антиферромагнитную структуру, и две модулированные фазы. Возникновение последних связано с доказанной в работе спонтанной неустойчивостью некоторых антиферромагнитных фаз относительно длиннопериодических искажений структуры, в результате чего вблизи линии фазовых переходов второго рода парамагнетик—антиферромагнетик возникают фазы, в которых сосуществуют «однородные» и модулированные компоненты параметра порядка (частично-модулированные фазы). Выведены симметрийные и термодинамические условия возникновения частично-модулированных состояний $CeAl_2$ и изоструктурных ему соединений. Установленная экспериментально фазовая p, T-диаграмма $CeAl_2$ интерпретируется как часть построенной теоретически фазовой диаграммы. Описаны магнитная структура фаз и особенности физических свойств $CeAl_2$ в окрестности мультикритической точки.

1. Интерметаллиду $CeAl_2$, относящемуся к группе соединений со структурой типа Лавеса [1], посвящены многочисленные экспериментальные исследования. Наибольшее внимание привлекло происходящее в $CeAl_2$ при низких температурах магнитное упорядочение, сопровождающееся появлением длиннопериодической синусоидальной волны [2, 3]. В магнитной фазе наряду с сателлитами, обусловленными длинноволновой модуляцией магнитной структуры, был обнаружен сателлит с волновым вектором $\mathbf{k}=\pi/2$ (111), лежащим на границе зоны Бриллюэна исходной кубической решетки [3, 4]. Особенности температурной зависимости интенсивности этих двух групп сателлитов, приведенные в [4], позволили авторам [1, 4] истолковать наблюдаемую фазу как так называемую 3—k-структуру (см. [1, 5]). Появление сателлита с $\mathbf{k}=\pi/2$ (111) было объяснено при этом особенностями взаимодействия основного 24-компонентного параметра порядка (ПП), описывающего длинноволновое упорядочение, с сопутствующим ПП, относящимся к четырехлучевой звезде вектора $\mathbf{k}=\pi/2$ (111). Однако в работах [2, 5] было установлено, что температуры, при которых возникают обсуждаемые группы сателлитов, различаются. Более того, при исследовании $CeAl_2$ под давлением обнаружено, что с ростом гидростатического давления наблюдается уменьшение интенсивностей сателлитов, задающих 3—k-структуру, вплоть до их полного исчезновения, тогда как интенсивность «сопутствующего» сателлита растет [2, 5]. При этом для каждого заданного давления при понижении температуры сначала происходит фазовый переход в антиферромагнитное состояние и лишь затем при более низкой температуре возникает модулированная структура. Все эти факты не могут быть объяснены в рамках интерпретации, предложенной в [1, 4].

Микроскопическая интерпретация фазовых переходов в $CeAl_2$ опирается на высказанное в ряде работ предположение, что в возникновении магнитного порядка важную роль играет конкуренция между ростом обменных констант при уменьшении параметра решетки с понижением температуры и уменьшением эффективного магнитного момента, обусловленным обнаруженным в $CeAl_2$ эффектом Кондо [5, 6]. Модуляция магнитной структуры объясняется при этом на основе предположения о разных знаках констант обменного взаимодействия для ближайших и следующих соседей [5]. Однако все эти соображения носят чисто качественный характер, количественная микроскопическая теория фазовых переходов в $CeAl_2$ в настоящее время отсутствует. В силу этого важное значение приобретает построение феноменологической теории, опирающейся на хорошо установленные факты. Такая теория, оперирующая термодинамическим потенциалом Гинзбурга—Ландау, построенным на основе симметрийного анализа структуры магнитной фазы $CeAl_2$, была предложена в [7, 8]. Она, так же как и [1, 4], опирается на предположение о реализации в $CeAl_2$ 3—k-структуры, и одним из важных результатов работ [7, 8] явился вывод условий возникновения такой структуры. Сам факт модуляции объяснялся при этом отрицательным знаком коэффициента термодинамического потенциала при квадрате градиента параметра порядка, что находится в соответствии с упомянутым предположением об особенностях обменных взаимодействий в $CeAl_2$ [5]. Основанием для такого подхода послужило и то, что для ближайшего к наблюдаемым сверхструктурным векторам $\mathbf{k}$ выделенного по симметрии вектора обратной решетки, лежащего на границе зоны Бриллюэна $\mathbf{k}=\pi/2$ (111), все параметры порядка удовлетворяют условию Лифшица [1], и, следовательно, симметрия запрещает инварианты, билинейные по параметру порядка и его пространственным производным, с необходимостью обусловливающие появление пространственно-неоднородного распределения параметра порядка. Однако, как показано ниже (см. также [9, 10]), потенциал Гинзбурга—Ландау для $CeAl_2$ допускает линейные по пространственным производным инварианты, не учтенные в [7, 8]. Это позволяет представить совершенно иную картину возникновения модуляции при антиферромагнитном упорядочении, отличительной особенностью которой является предварительное возникновение простой антиферромагнитной структуры с ориентацией магнитных моментов вдоль пространственной диагонали кубической элементарной ячейки [9]. Появление такой фазы зафиксировано в последних работах, более того, показано, что область ее существования заметно расширяется с ростом давления [3, 5]. В настоящей работе предложена феноменологическая теория фазовых переходов в $CeAl_2$, опирающаяся на эти новые факты. Исследование проведено на основе потенциала Гинзбурга—Ландау, более полно учитывающего симметрию задачи, и не связано с большим числом жестких ограничений на коэффициенты потенциала, полученных в [7, 8] при выводе условий непосредственного возникновения из кубической фазы 3—k-структуры.

2. Симметрия кристаллов $CeAl_2$ описывается пространственной группой O_h^7 ($Fd3m$). Магнитные атомы Ce занимают позиции типа 8 (a) гранецентрированной кубической решетки. Базисные векторы примитивной ячейки в проекциях на единичные векторы $\mathbf{e}_x$, $\mathbf{e}_y$, $\mathbf{e}_z$ ортогональной системы координат x, y, z имеют вид $\mathbf{a}_1=(011)$, $\mathbf{a}_2=(101)$, $\mathbf{a}_3=(110)$. Возникающие при фазовом переходе магнитные сверхструктурные рефлексы группируются вокруг узлов типа $1/2\,(\mathbf{b}_1+\mathbf{b}_2+\mathbf{b}_3)$, где $\mathbf{b}_1=\pi\,(-111)$, $\mathbf{b}_2=\pi\,(1-11)$, $\mathbf{b}_3=\pi\,(11-1)$ — векторы обратной объемноцентрированной решетки [3]. Рассмотрим фазовые переходы, описываемые параметрами порядка, относящимися к звезде $\mathbf{k}_9=1/2\,(\mathbf{b}_1+\mathbf{b}_2+\mathbf{b}_3)$ (нумерация $\mathbf{k}$ по [11]). Это четырехлучевая звезда, имеющая шесть неприводимых представлений (НП): четыре четырехмерных T_1—T_4 и два восьмимерных T_5, T_6 [1, 12]. Анализ магнитной структуры $CeAl_2$ [2, 3] показывает, что она описывается представлением T_2 (см. также [1]). Преобразование компоненты c_i ($i=1, \ldots, 4$) параметра порядка под действием операций симметрии, являющихся генератором группы симметрии парамагнитной фазы, задано в таблице.

Преобразование компонент c_i ($i=1, \ldots, 4$) параметра порядка под действием генераторов группы O_h^7

$(C_4^z \mid \alpha)$	$(C_3^{xyz} \mid 0)$	$(C_2^{\bar{x}y} \mid \alpha)$	$(J \mid \alpha)$	a_1	a_2	a_3	$t \to -t$
$(\bar{y}, x, z)$	(y, z, x)	$(\bar{y}, \bar{x}, \bar{z})$	$(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$	(x, y, z)	(x, y, z)	(x, y, z)	(x, y, z)
c_3	c_1	c_1	$-c_1$	$-c_1$	$-c_1$	$-c_2$	$-c_1$
$-c_1$	c_3	$-c_3$	c_2	$-c_1$	c_2	c_2	$-c_2$
$-c_4$	c_4	$-c_2$	c_3	c_3	$-c_3$	c_3	$-c_3$
$-c_2$	c_2	$-c_4$	c_4	c_4	c_4	$-c_4$	$-c_4$

Примечание. α — несобственная трансляция $\alpha = 1/4\,(a_1 + a_2 + a_3)$. Во второй строке указано действие элемента симметрии O_h^7 на компоненты x, y, z вектора. В последнем столбце указано преобразование c_i под действием операции инверсии времени.

Представление T_2 удовлетворяет условию Лифшица, в чем легко убедиться, воспользовавшись таблицей. Однако симметрия допускает существование линейного по пространственным производным ПП инварианта, имеющего более высокую степень по c_j

$$J = c_1c_2 \frac{\partial (c_3c_4)}{\partial x} - c_3c_4 \frac{\partial (c_1c_2)}{\partial x} + c_1c_3 \frac{\partial (c_2c_4)}{\partial y} - c_2c_4 \frac{\partial (c_1c_3)}{\partial y} +$$
$$+ c_1c_4 \frac{\partial (c_2c_3)}{\partial z} - c_2c_3 \frac{\partial (c_1c_4)}{\partial z}. \qquad (1)$$

Термодинамический потенциал Φ (c_i), позволяющий полностью проанализировать структуру фазовой диаграммы вблизи линии переходов второго рода из симметричной фазы, имеет вид

$$\Phi = \alpha_1 \Sigma c_i^2 + \alpha_2 (\Sigma c_i^2)^2 + \beta_1 \Sigma c_i^4 + \gamma \Sigma c_i^6 + \sigma \Sigma c_i^8 + \beta_2 (\Sigma c_i^4)^2 +$$
$$+ fJ + \delta \Sigma \left[\left(\frac{\partial c_i}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial c_i}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial c_i}{\partial z} \right)^2 \right], \qquad (2)$$

где $\alpha_2 > 0$, $\beta_2 > 0$, и последний член выбран в упрощенной форме, достаточной для последующего анализа.

Минимизируя (2), легко показать, что с симметричной фазой по линии фазовых переходов второго рода в плоскости двух термодинамических параметров (например, p—T-плоскости) могут граничить две фазы, описываемые решениями типа 1 ($c000$) и 2 ($cccc$). Возникновение этих фаз регулируется знаком коэффициента β_1: при $\beta_1 < 0$ появляется фаза 1, а при $\beta_1 > 0$ фаза 2. В точке $\alpha_1 = 0$, $\beta_1 = 0$ с парамагнитной фазой, кроме фаз 1, 2, соприкасаются также фазы типа 3 ($cc00$), 4 ($ccc0$) и 5 ($c_1c_2 00$). Условия их существования и расположения на фазовой α_1, β_1 плоскости (или p—T-диаграмме) исследованы в [9, 10]. Решение 1 описывает простую антиферромагнитную структуру, обнаруженную в $CeAl_2$, с симметрией, относящейся к ромбоэдрическому классу D_{3d}. Остановимся более детально на условиях термодинамической устойчивости этой фазы. Найдя c_1 из условий минимума для (2) и подставив полученный конденсат в (2), приходим к термодинамическому потенциалу Φ', описывающему фазовые переходы с трехкомпонентным параметром порядка $c_2c_3c_4$ из ромбоэдрической фазы. Осуществив далее переход от x, y, z к новым координатам x', y', z', выделяющим ось третьего порядка в фазе D_{3d}, с помощью преобразования

$$x = \frac{1}{\sqrt{6}} (-\sqrt{3}\, x' - y' + \sqrt{2}\, z'), \quad y = \frac{1}{\sqrt{6}} (\sqrt{3}\, x' - y' + \sqrt{2}\, z'), \quad z = \frac{1}{\sqrt{3}} (\sqrt{2}\, y' + z') \qquad (3)$$

и отбросив полные производные, получаем для J' в Φ' выражение

$$J' = \sqrt{\frac{2}{3}}\, c_1' \left\{ \sqrt{3}\, c_4 \left(c_3 \frac{\partial c_2}{\partial x'} - c_2 \frac{\partial c_3}{\partial x'} \right) + c_4 \left(c_3 \frac{\partial c_2}{\partial y'} + c_2 \frac{\partial c_3}{\partial y'} \right) - 2c_2c_3 \frac{\partial c_4}{\partial y'} \right\}, \qquad (4)$$

где

$$c_1'^2 = (-\alpha_1/2\alpha_2) + (\alpha_1\beta_1/2\alpha_2^2) + (\beta_2\alpha_1^2/4\alpha_2^4).$$

Для исследования интересующей нас части фазовой диаграммы оказывается достаточным потенциал (2) с $\gamma=\sigma=0$, как и принято в (4) и ниже. (Заметим, что при решении задачи об устойчивости других возможных в $CeAl_2$ фаз, например типа 3 ($cc00$), 4 ($ccc0$) и т. д., учет этих коэффициентов необходим). После подстановки конденсата ($c_1'000$) в потенциал (2) и выполнения преобразования (3) получаем

$$\Phi' = \Phi_0 + \alpha_1' \sum_{i=2}^{4} c_i^2 + \alpha_2 \left(\sum_{i=2}^{4} c_i^2\right)^2 + \beta_1' \sum_{i=2}^{4} c_i^4 + \beta_2 \left(\sum_{i=2}^{4} c_i^4\right)^2 + f'J' +$$
$$+ \delta \sum_{i=2}^{4} \left[\left(\frac{\partial c_i}{\partial x'}\right)^2 + \left(\frac{\partial c_i}{\partial y'}\right)^2 + \left(\frac{\partial c_i}{\partial z'}\right)^2\right], \qquad (5)$$

где

$$\alpha_1' = \alpha_1\beta_1'/\alpha_2, \quad \beta_1' = \beta_1 + \beta_2\alpha_1^2/2\alpha_2^2, \quad f' = \sqrt{2/3}\, f c_1'.$$

Исследуем теперь фазовые переходы с трехкомпонентным ПП $\{c_2c_3c_4\}$. На линии $\alpha_1'=0$ ($\beta_1'=0$) возникают «однородные решения» типа ($00c$) при $\beta_1' < 0$ и (ccc) при $\beta_1' > 0$. Однако фаза ($00c$) оказывается неустойчивой относительно длиннопериодических искажений. Действительно, подстановка конденсата ($00c_4$) в J' показывает, что для остающегося двухкомпонентного ПП $\{c_2c_3\}$ существует обычный лифшицевский инвариант. Вследствие этого на линии $\alpha_1=0$ при $\alpha_1 > -3f'^2/8\delta$ происходит фазовый переход не в однородную фазу, а в модулированную типа ($c_2(x')$, $c_3(x')$, c_4) аналогично [13, 14]. Возвращаясь к исходному 4-компонентному ПП, можно заключить, что инвариант (1) в некоторой области значением коэффициентов потенциала (2) приводит к неустойчивости антиферромагнитной фазы ($c000$) относительно возникновения сложного конденсата, содержащего однородные c_1, c_4 и пространственно-модулированные c_2, c_3 компоненты ПП. В гармоническом приближении для модулированных компонент ПП для частично-модулированной фазы имеем

$$c_1^2 = -\frac{\alpha_1}{2\alpha_2} + \frac{\alpha_1}{2\alpha_2^2}\beta_1', \quad c_2 = A \sin \Delta k\,(x-y),$$
$$c_3 = A \cos \Delta k\,(x-y), \quad c_4^2 = -\frac{\alpha_1}{2\alpha_2^2}\beta_1', \qquad (6)$$

где

$$A = f\alpha_1\beta_1'^{1/2}/4\alpha_2^2\delta^{1/2}, \quad \Delta k = f\alpha_1\beta_1'^{1/2}/4\delta\alpha_2^{3/2}.$$

Фаза ($c_1c_2(x-y)\,c_3(x-y)\,c_4$) возникает в результате перехода второго рода на линии $\beta_1'=\beta_1+\beta_2\alpha_1^2/2\alpha_2^2=0$; α_1, β_1 — диаграммы из фазы с простой антиферромагнитной структурой, описываемой решением типа ($c000$). Полученная нами часть фазовой диаграммы и экспериментальная $p-T$-диаграмма $CeAl_2$ [5] приведены на рисунке. Модуляция (6) в направлении [110] согласуется с нейтронографическими данными [2, 3]. Таким образом, опираясь лишь на соображения симметрийного и термодинамического характера, мы получили для $CeAl_2$ схему фазовых переходов, полностью отвечающую экспериментальным данным.

3. Плотность распределения магнитного момента в каждой из фаз легко установить, используя стандартные методы (см. [1]). Примитивная ячейка $CeAl_2$ содержит два магнитных атома Ce^{3+} в позициях 1, (000) и 2, (1/4 1/4 1/4). Базисные функции НП T_2 магнитных атомов 1 и 2 таковы: $\mathbf{k}_1=(\pi/2)\,(111)$ — 1. (111), 2. $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$; $\mathbf{k}_2=(\pi/2)\,(\bar{1}11)$ — 1. $(1\bar{1}\bar{1})$, 2. $(1\bar{1}\bar{1})$; $\mathbf{k}_3=(\pi/2)\,(1\bar{1}1)$ — 1. $(\bar{1}1\bar{1})$, 2. $(\bar{1}1\bar{1})$; $\mathbf{k}_4=(\pi/2)\,(11\bar{1})$ — 1. $(\bar{1}\bar{1}1)$, 2. $(\bar{1}\bar{1}1)$. Для наблюдаемых в $CeAl_2$ однородной антиферромагнитной и частично-модули-

рованной фаз получаем следующее распределение магнитного момента по атомам типа 1 и 2:

($c000$),

$$\mathrm{M}_1 = (111)\, c e^{i\frac{\pi}{2}(x+y+z)}, \quad \mathrm{M}_2 = (\bar{1}\bar{1}\bar{1})\, c e^{i\frac{\pi}{2}(x+y+z)},$$

$(c_1 c_2 (x-y)\, c_3 (x-y)\, c_4)$

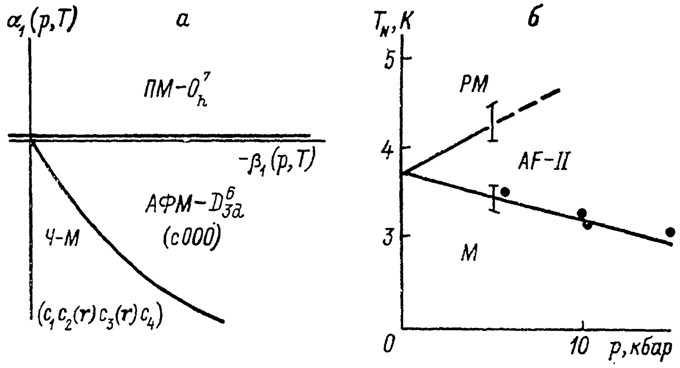
$$\mathrm{M}_1 = (111)\, c_1 e^{i\frac{\pi}{2}(x+y+z)} + (1\bar{1}\bar{1})\, A \sin \Delta k\, (x-y)\, e^{i\frac{\pi}{2}(-x+y+z)} +$$

$$+ (\bar{1}1\bar{1})\, A \cos \Delta k\, (x-y)\, e^{i\frac{\pi}{2}(x-y+z)} + (\bar{1}\bar{1}1)\, c_4 e^{i\frac{\pi}{2}(x+y-z)},$$

$$\mathrm{M}_2 = (\bar{1}\bar{1}\bar{1})\, c_1 e^{i\frac{\pi}{2}(x+y+z)} + (1\bar{1}\bar{1})\, A \sin \Delta k\, (x-y)\, e^{i\frac{\pi}{2}(-x+y+z)} +$$

$$+ (\bar{1}1\bar{1})\, A \cos \Delta k\, (x-y)\, e^{i\frac{\pi}{2}(x-y+z)} + (\bar{1}\bar{1}1)\, c_4 e^{i\frac{\pi}{2}(x+y-z)}, \tag{7}$$

где c_1, c_4, A, Δk из (6), а x, y, z — координаты ячейки кристалла в введенной выше ортогональной системы координат.



Диаграммы фазовых состояний $CeAl_2$ в окрестности мультикритической точки.
а — теоретическая, б — по данным [3, 5].

Нейтронографические исследования [3, 5] свидетельствуют о том, что при $p \simeq 0$ ниже температуры магнитного упорядочения $T \simeq 3.8$ К вплоть до самой низкой температуры $T \simeq 1.6$ К, при которой исследовался кристалл $CeAl_2$, сохраняются «соизмеримые» рефлексы, отвечающие антиферромагнитной структуре. Для объяснения этого авторы [5] выдвигают предположение, что в исследованных ими монокристаллических пластинках $CeAl_2$ существуют дефектные области, в которых модуляция подавляется, оставляя после себя простую антиферромагнитную структуру, иными словами, наблюдаемое состояние является смесью фаз — однородной и модулированной. Однако выполненное выше исследование показывает, что это состояние может быть однофазным (возможно, многодоменным) и представляет собой частично-модулированную структуру с плотностью магнитного момента, описываемой выражениями (7).

В $CeAl_2$ обнаружены также особенности в неупругом магнитном рассеянии нейтронов, объясненные в [15] сильным взаимодействием между состояниями возбуждения кристаллического электрического поля, расщепляющими уровни с $\mathrm{j}=5/2$ иона Ce^{3+}, и низкоэнергетическими фононами, основной вклад в которые вносят ветви, связанные с колебаниями алмазоподобной подрешетки Ce^{3+}. Следствием указанного предположения должно быть наличие сильной магнитоупругой связи между ПП и сдвиговыми деформациями u_{ij} $(i \neq j)$. Действительно, анализ механического представления для $\mathrm{k}=0$, построенного для атомов в позициях 8 (a), которые занимают ионы Ce^{3+}, показывает, что оно содержит два трехмерных представления: T_7 и T_{10} (нумерация по [11]). В то же время по T_7 преобразуются и компоненты u_{ij} $(i \neq j)$, т. е. термодинамический потенциал Ф содержит члены, билинейные по u_{ij} и компонентам некритического ПП, описывающего смещение ионов Ce^{3+}. Исключив эти компоненты из Ф, можно описать магнитоупругое взаимодействие как непосредственное взаимодействие между компонентами c_i магнитного ПП и упругими деформациями. Соответствующий член в Ф имеет вид

$$B\left[(c_1^2+c_2^2-c_3^2-c_4^2)\,u_{yz}+(c_1^2-c_2^2+c_3^2-c_4^2)\,u_{xz}+(c_1^2-c_2^2-c_3^2+c_4^2)\,u_{xy}\right]. \tag{8}$$

Добавив к (2) члены, описывающие упругую часть энергии кристалла $2c_{44}(u_{xy}^2+u_{yz}^2+u_{xz}^2)$, и (8), получаем:

в антиферромагнитной фазе ($c000$)

$$u_{xy}=u_{yz}=u_{xz}=\frac{B\alpha_1}{8c_{44}\alpha_2}\left(1-\frac{\beta_1'}{\alpha_2}\right),$$

в частично-модулированной ($c_1c_2\,(x-y)\,c_3\,(x-y)\,c_4$)

$$u_{xy}=\frac{B\alpha_1}{8c_{44}\alpha_2}\left(1+\frac{f^2\alpha_1\beta_1'}{8\alpha_2^3\delta}\right),$$

$$u_{yz}=\frac{B\alpha_1}{8c_{44}\alpha_2}\left(1+\frac{f^2\alpha_1\beta_1'}{8\alpha_2^3\delta}\cos 2\Delta k\,(x-y)-\frac{2\beta_1'}{\alpha_2}\right),$$

$$u_{xz}=\frac{B\alpha_1}{8c_{44}\alpha_2}\left(1-\frac{f^2\alpha_1\beta_1'}{8\alpha_2^3\delta}\cos 2\Delta k\,(x-y)-\frac{2\beta_1'}{\alpha_2}\right). \tag{9}$$

Эти деформации должны быть наиболее выраженными в наблюдаемых в $CeAl_2$ фазах как в силу отмеченной выше связи между c_i и смещениями подрешетки Ce^{3+}, вызывающими деформации u_{ij} $(i \neq j)$, так и в силу низкой степени магнитоупругого взаимодействия (8) ($u_{ij} \sim c^2$). Пропорциональным c^2 оказывается и относительное изменение объема $\Delta V/V = \mathrm{Sp}\,u_{ij} \sim$ $\sim (c_{11}+2c_{12})^{-1}\,\Sigma c_i^2$. В частично-модулированной фазе

$$\frac{\Delta V}{V} \sim (c_{11}+2c_{12})^{-1}\left(-\frac{\alpha_1}{2\alpha_2}\right)\left(1-\frac{f^2\alpha_1\beta_1'}{8\alpha_2^3\delta}\right). \tag{10}$$

В то же время двухкомпонентная величина η_i: $\eta_1 = 1/\sqrt{6}\,(2u_{zz}-u_{xx}-u_{yy})$, $\eta_2 = 1/\sqrt{2}\,(u_{yy}-u_{xx})$ оказывается пропорциональной лишь c^4. Из этого, в частности, следует, что вблизи температуры возникновения магнитного порядка не должно быть аномалий в податливости $s_{11}-s_{12}$. Наличие же связи (8) может приводить к росту упругой податливости s_{44}, обусловленному флуктуациями соответствующих квадратичных форм ПП (см., например, [16]). Сильная аномалия в s_{44} действительно наблюдалась в кубической фазе при приближении к температуре перехода [17]. Отметим также, что, как это видно из (9), (10), существует неисчезающий при усреднении по объему кристалла вклад в u_{xy} и $\Delta V/V$ от модулированной части ПП. Поэтому интерпретация экспериментальных данных по тепловому расширению $CeAl_2$, основанная на предположении об отсутствии такого вклада [5], не является верной.

Список литературы

[1] Изюмов Ю. А., Найш В. Е., Озеров Р. П. Нейтронография магнетиков. М., 1981. 309 с.

[2] Barbara B., Rossignol M. F., Boucherle Y. X., Schweizer J., Buevoz J. // J. Appl. Phys. 1979. V. 50. N 3. P. 2300—2307.

[3] Barbara B., Rossignol M. F., Boucherle Y. X., Vettier C. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. N 11. P. 938—941.

[4] Shapiro S. M., Gurevitz E., Parks R. D., Kupferberg L. C. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. N 23. P. 1748—1751.

[5] Schefzyk R., Lieke W., Steglich F. // Sol. St. Comm. 1985. V. 54. N 6. P. 525—529.

[6] Doniach S. // Physica. 1977. V. 91B. P. 231—234.
[7] Изюмов Ю. А., Лаптев В. М., Сыромятников В. Н. // ФММ. 1985. Т. 60. № 4. С. 651—660.
[8] Изюмов Ю. А. Рассеяние нейтронов на длиннопериодических структурах. М., 1987.
[9] Крайзман И. Л., Сахненко В. П. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. № 5. С. 173—175.
[10] Крайзман И. Л., Сахненко В. П. // Кристаллография. 1986. Т. 31. № 1. С. 167—169.
[11] Ковалев О. В. Неприводимые и индуцированные представления федоровских групп. М., 1986. 368 с.
[12] Сахненко В. П., Таланов В. М., Чечин Г. М. // Деп. ВИНИТИ. 1981. № 638-82. 26 с.
[13] Крайзман И. Л., Сахненко В. П. // Тез. XI Всес. конф. по физике сегнетоэлектриков. 1986. Т. 2. С. 133.
[14] Санников Д. Г., Головко В. А. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 2. С. 580—588.
[15] Thameier P., Fulde P. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. N 21. P. 1588—1591.
[16] Сахненко В. П., Тимонин П. Н. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. № 1. С. 194—198.
[17] Lüthi B., Lingner C. // Z. Phys. B. 1979. V. 34. N 2. P. 157—163.

Ростовский-на-Дону государственный
университет НИИФ
Ростов-на-Дону

Поступило в Редакцию
2 августа 1988 г.
В окончательной редакции
11 ноября 1988 г.