

- [4] Сегнетоэлектрики в технике СВЧ / Под ред. О. Г. Вендика. М.: Сов. радио, 1979. 272 с.  
 [5] Binder K. Ferroelectrics, 1981, vol. 35, № 1, p. 99—104.  
 [6] Вендик О. Г., Мироненко И. Г., Тер-Мартirosян Л. Т. ФТТ, 1984, т. 26, № 10, с. 3094—3100.  
 [7] Вендик О. Г., Мироненко И. Г., Тер-Мартirosян Л. Т. Изв. вузов. Физика, 1981, № 5, с. 39—52.  
 [8] Вендик О. Г., Мироненко И. Г. ФТТ, 1974, т. 16, № 11, с. 3445—3451.  
 [9] Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979. 432 с.  
 [10] Желудев И. С. Основы сегнетоэлектричества. М.: Атомиздат, 1973. 472 с.  
 [11] Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука, 1973. 592 с.  
 [12] Rupprecht G., Bell R. O., Silverman B. D. Phys. Rev., 1961., vol. 123, № 1, p. 97—98.  
 [13] Бузин И. М., Иванов И. В., Рукин Е. И., Чураков В. Ф. ФТТ, 1972, т. 14, № 7, с. 2053—2057.  
 [14] Гаевский А. П., Гринвалд Г. Ж., Фрицберг В. Я., Заячковский З. Б. В кн.: Фазовые переходы в сегнетоэлектрических твердых растворах. Ученые записки ЛГУ, т. 235, Рига, 1975, с. 182—192.  
 [15] Леванюк А. П., Минюков С. А. ФТТ, 1982, т. 24, № 3, с. 831—839.  
 [16] Липчинский А. Г. Изв. вузов. Физика, 1979, № 9, с. 110—112.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию  
14 января 1985 г.  
В окончательной редакции  
11 марта 1985 г.

УДК 548 : 537.611.45; 537.611.44

Физика твердого тела, том 27, в. 9, 1985  
Solid State Physics, vol. 27, № 9, 1985

## ВЛИЯНИЕ ОДНОИОННОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ЛЕГКОПЛОСКОСТНЫХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

В. Г. Борисенко, Ю. В. Переверзев

В [1, 2] (там же даны ссылки на экспериментальные и предшествующие теоретические работы) нами были исследованы фазовые диаграммы в плоскости магнитное поле  $H$  — температура  $T$  легкоплоскостных (ЛП) ферро- и антиферромагнетиков (ФМ, АФМ) в магнитном поле, направленном вдоль оси анизотропии. ЛП анизотропия была одноионной  $\mathcal{H}_A = \frac{\beta}{2} \sum_n S_{nz}^2$  ( $\beta > 0$ ,  $S_{nz}$  — узловая проекция спинового оператора). Вид фазовых кривых существенно зависел от величины спина  $S$  и отношения  $\beta/J_0$  ( $J_0$  — нулевая компонента Фурье ФМ или АФМ обменного взаимодействия). В частности, для  $S > 1$  область угловой фазы с ростом  $\beta/J_0$  переставала быть односвязной, возникали различия в фазовых диаграммах для целых и полужелтых значений  $S$ .

Представляет интерес выяснить, имеют ли место подобные (или другие) особенности при ином направлении внешнего магнитного поля. С этой целью в настоящем сообщении в приближении молекулярного поля исследованы фазовые кривые при наличии магнитного поля, приложенного в ЛП. При такой ориентации поля о различных фазах (угловой и «парамагнитной») можно говорить лишь в случае АФМ.

Гамильтониан имеет вид ( $xy$  — легкая плоскость)

$$\mathcal{H} = \sum_{lm} J_{lm} S_l S_m + \mathcal{H}_A - \mu H \left( \sum_l S_{lx} + \sum_m S_{mx} \right).$$

Узлы первой подрешетки нумеруются индексом  $l$ , второй —  $m$ . Магнитная конфигурация ЛПАФМ является симметричной относительно направления магнитного поля и характеризуется следующими соотношениями для средних проекций спиновых операторов

$$\sigma = \langle S_{lx} \rangle = \langle S_{mx} \rangle, \quad \lambda = \langle S_{ly} \rangle = -\langle S_{ny} \rangle. \quad (1)$$



Поэтому свободная энергия, приходящаяся на один узел, равна

$$f = \frac{J_0}{2} (\lambda^2 - \sigma^2) - T \ln Z, \quad Z = \text{Sp} \exp(-\mathcal{H}_\lambda/T), \quad (2)$$

где

$$\mathcal{H}_\lambda = \frac{\beta}{2} S_z^2 + (J_0 \sigma - \mu H) S_x + J_0 \lambda S_y, \quad (3)$$

$\mu$  — произведение  $g$ -фактора на магнетон Бора.

Соотношения (1), усредненные с гамильтонианом (3), минимизируют свободную энергию (2). Угловой фазе соответствует значение параметра  $\lambda \neq 0$ , а «парафазе»  $\lambda = 0$ .

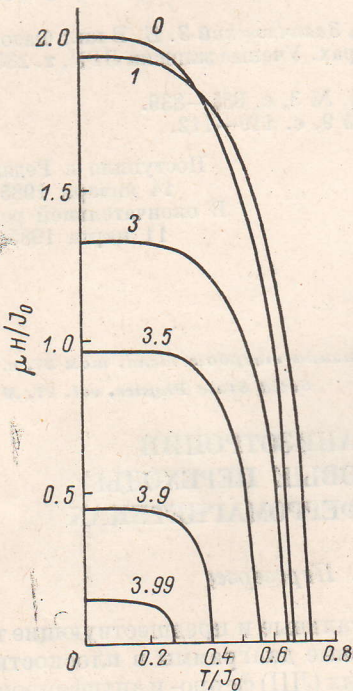


Рис. 1. Фазовые диаграммы для  $S=1$ .  
Числа у кривых — значения  $\beta/J_0$ .

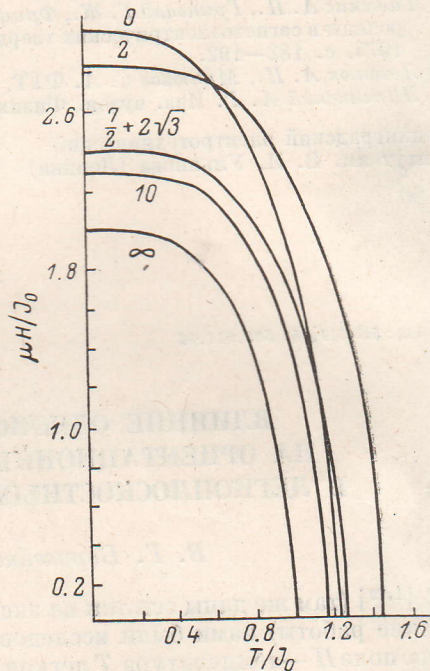


Рис. 2. Фазовые диаграммы для  $S=3/2$ .  
Числа у кривых — значения  $\beta/J_0$ .

В данной задаче можно получить более простые чем в [1, 2] соотношения, описывающие угловую фазу, используя тот факт, что спектр гамильтониана (3) зависит от  $\sigma$  и  $\lambda$  через  $a = \sqrt{(\mu H - J_0 \sigma)^2 + (J_0 \lambda)^2}$ . Минимизируя (2) по  $\sigma$  и  $\lambda$  получим, после выделения решения  $\lambda = 0$

$$\sigma = \frac{T(\mu H - J_0 \sigma)}{a} \frac{\partial \ln Z}{\partial a}, \quad 1 = \frac{T J_0}{a} \frac{\partial \ln Z}{\partial a}. \quad (4)$$

Разделив первое уравнение на второе, имеем

$$\sigma = \mu H / 2 J_0. \quad (5)$$

Таким образом, независимо от величины  $S$ ,  $\beta/J_0$  и  $T$  восприимчивость в угловой фазе  $\chi_{xx} = \partial \sigma / \partial H = 1/2 J_0$  является постоянной.

Уравнение фазовой кривой получим из (4), подставляя в одно из уравнений соотношение (5) и устремляя  $\lambda$  к нулю

$$1 = 2 J_0 \langle S_x \rangle / \mu H. \quad (6)$$

Усреднение в (6) производится с гамильтонианом  $\mathcal{H}_0 = \frac{\beta}{2} S_z^2 - \frac{\mu H}{2} S_x$ . Из (6) сразу же следует вывод, что максимально допустимое поле на  $H-T$ -диаграмме равно  $2 J_0 S$  ( $\beta = 0$ ,  $T = 0$ ).



Для каждой величины  $S$  можно написать конкретный вид уравнения (6). Наиболее просто это уравнение выглядит для  $S=1$ ,

$$\mu H = 2 \left\{ \left[ \frac{J_0 \operatorname{sh}(x/T)}{\operatorname{ch}(x/T) + \frac{1}{2} \exp(-\beta/4T)} \right]^2 - \left( \frac{\beta}{4} \right)^2 \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

$$x = \frac{1}{2} [(\mu H)^2 + (\beta/2)^2]^{1/2}.$$

Легко показать, что уравнение (7) не имеет решений, если  $\beta > 4J_0$ . Таким образом, область угловой фазы для  $S=1$  существует, если  $\beta < 4J_0$ . В этом случае из (7) следует: 1) при  $T=0$   $\mu H = 2\sqrt{J_0^2 - (\beta/4)^2}$ , что согласуется с результатом работы [3]; 2) при  $H=0$  получим известное выражение для  $T_N = \frac{\beta}{2} \ln^{-1} [2(2J_0 + \beta)/(4J_0 - \beta)]$ ; 3) с ростом  $\beta$ , если  $4J_0 - \beta \rightarrow +0$ , область угловой фазы стягивается к началу координат на  $H-T$ -плоскости. Численные решения уравнения (7) для различных соотношений  $\beta/J_0$ , приведенные на рис. 1, подтверждают сделанные выше выводы. Область угловой фазы под кривыми, «парафазы» — над кривыми.

Для  $S=3/2$  мы не будем приводить явный вид уравнения (6), а представим результаты численных расчетов (рис. 2). Видно, что в отличие от  $S=1$  область угловой фазы с увеличением  $\beta/J_0$  стремится к некоторой предельной области, ограниченной кривой  $\beta/J_0 = \infty$ . В отличие от [1, 2] нарушение связности фазовой диаграммы при  $\beta/J_0 = 7/2 + 2\sqrt{3}$  и других значениях  $\beta/J_0$  не происходит.

Приведем результаты анализа уравнения (6) при произвольных  $S$ .

а) Если  $\beta=0$ , получим уравнение фазовой кривой изотропного АФМ

$$\frac{2J_0 S}{\mu H} B_S(y) = 1, \quad (8)$$

где  $B_S(y)$  — функция Бриллюэна,  $y = \mu HS/2T$ .

На рис. 1, 2 нанесены кривые ( $\beta=0$ ), соответствующие уравнению (8).

б) При  $[2S(S+1)J_0 - \beta]J_0^{-1} \ll 1$  и целых  $S$  имеем уравнение

$$(\mu H)^2 = \frac{16J_0 S(S+1)}{7S(S+1)+2} \left\{ 2J_0 S(S+1) - \beta - \frac{4}{3} J_0 [4S(S+1)+1] \exp(-\beta/2T) \right\}. \quad (9)$$

Следовательно, для произвольных целых  $S$  область угловой фазы отсутствует, если  $\beta > 2J_0 S(S+1)$ . При  $2J_0 S(S+1) - \beta \rightarrow +0$  область угловой фазы стягивается к началу координат  $H-T$ -плоскости, что обобщает результат для  $S=1$ .

в) Для полуцелых  $S$  уравнение (6) записывается наиболее просто в нулевом приближении по параметру  $\beta^{-1}J_0 S \ll 1$

$$\mu H = \frac{J_0}{2} \sqrt{4S(S+1)+1} \operatorname{th}(\mu H \sqrt{4S(S+1)+1}/2T). \quad (10)$$

Это уравнение задает в случае полуцелого спина предельную фазовую кривую, которая ограничивает область угловой фазы при  $\beta \rightarrow \infty$ .

Из приведенных аналитических результатов следует, что общий характер фазовых кривых для произвольных целых и полуцелых  $S$  при изменении соотношения  $\beta/J_0$  подобен изображенным соответственно на рис. 1 и 2. Сравнивая полученные результаты с [1, 2], приходим к выводу, что вид фазовых кривых существенно меняется при изменении направления магнитного поля.

Авторы благодарят А. И. Звягина за полезные обсуждения.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Переверзев Ю. В., Борисенко В. Г. ФТТ, 1984, т. 26, с. 1249.  
 [2] Борисенко В. Г., Переверзев Ю. В. ФНТ, 1985, т. 11, с. 603.  
 [3] Островский В. С. ФНТ, 1978, т. 4, с. 1022.

Физико-технический институт  
 низких температур АН УССР  
 Харьков

Поступило в Редакцию  
 11 марта 1985 г.