

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА СИЛЬНОАНИЗОТРОПНОГО РОМБИЧЕСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. Г. Борисенко, Ю. В. Переверзев

Теоретические [1-5] и экспериментальные [6, 7] исследования сильноанизотропных магнетиков типа «легкая плоскость» выявили наличие квантовых особенностей в фазовых диаграммах этих магнетиков, наиболее ярко проявляющихся, когда аксиальная анизотропия  $|D|$  превосходит по величине обменное взаимодействие  $\mathcal{J}_0$ . К ним относится, например, отсутствие магнитного порядка в легкоплоскостных системах с целочисленным спином  $S$  при выполнении установленных в [4, 5] соотношений между анизотропией и обменом. При изменении знака анизотропии на тип «легкая ось» такие особенности отсутствуют. В то же время известно [8], что включение в гамильтониан легкоосного магнетика двухосной константы анизотропии  $E > \mathcal{J}_0$  приводит к упомянутому выше эффекту — разрушает в отсутствие поля  $\mathbf{H}$  магнитный порядок вплоть до температур  $T=0$ . Поэтому целью настоящей работы было исследование особенностей фазовых  $\mathbf{H}-T$  диаграмм двухосного ферромагнетика со спином  $S=1$  при наличии поперечного магнитного поля.

Гамильтониан рассматриваемой системы в общепринятых обозначениях имеет вид

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{i,i'} \mathcal{J}_{ii'} S_i S_{i'} - D \sum_i S_{iz}^2 - E \sum_i (S_{ix}^2 - S_{iy}^2) - g\mu H \sum_i S_{iz}, \quad (1)$$

где  $D > E > 0$ ;  $i=x, y$ ;  $g$  —  $g$ -фактор;  $\mu$  — магнетон Бора. Имеющиеся в этом случае угловая фаза, когда направление  $\mathbf{H}$  не совпадает с направлением спонтанной намагниченности  $\mathbf{M}$ , и «парамагнитная» фаза, когда  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{M}$ , разделены фазовой границей, уравнение которой в приближении молекулярного поля, согласно [4], записывается в виде

$$\mathcal{J}_0 \left\langle \int_0^\beta e^{-\mathcal{H}_0 \tau} S_x e^{-\mathcal{H}_0 \tau} S_x d\tau \right\rangle = 1, \quad (2)$$

где  $\beta=1/T$ ,  $\mathcal{J}_0$  — нулевая Фурье-компонента обмена. При этом усреднение в (2) производится с гамильтонианом молекулярного поля

$$\mathcal{H}_0 = -D S_z^2 - E (S_x^2 - S_y^2) - (\mathcal{J}_0 \sigma_i + g\mu H) S_i, \quad (3)$$

где  $\sigma_i = \langle S_i \rangle$ . Собственные значения и состояния гамильтониана (3) для  $S=1$  известны, что дает возможность произвести усреднение в (2) и получить уравнение фазовой границы. Например, для  $\mathbf{H} \parallel x$  уравнение (2) записывается в форме

$$-\frac{2}{Z_0} \sum_{i=1}^3 \frac{\varepsilon_i e^{-\varepsilon_i/\beta}}{(\varepsilon_i - \varepsilon_{i+1})(\varepsilon_i - \varepsilon_{i+2})} = 1, \quad (4)$$

где

$$Z_0 = \sum_{i=1}^2 \exp(-\varepsilon_i/t),$$

$t = T/\mathcal{J}_0$  и доопределено  $\varepsilon_4 \equiv \varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_3 \equiv \varepsilon_2$ . Собственные значения энергии  $\varepsilon_i$  для этой ориентации магнитного поля имеют вид

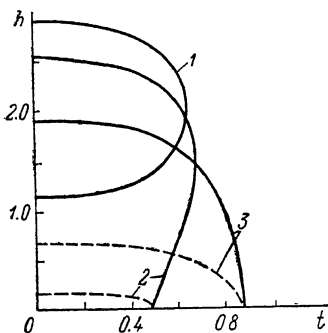
$$\varepsilon_{1,3} = -(d+e)/2 \mp \{[(d+e)/2]^2 + (\sigma_x + h)^2\}^{1/2}, \quad \varepsilon_2 = -(d-e),$$

где  $d = D/\mathcal{J}_0$ ,  $e = E/\mathcal{J}_0$ ,  $h = g\mu H/\mathcal{J}_0$ . Параметр самосогласования  $\sigma_x$  находится из уравнения

$$\sigma_x = \frac{\sigma_x + h}{\{[(d+e)/2]^2 + (\sigma_x + h)^2\}^{1/2}} \frac{e^{-\varepsilon_1/t} - e^{-\varepsilon_3/t}}{Z_0}. \quad (5)$$

Таким образом, совместное решение (4) и (5) позволяет найти вид фазовой границы. Соответствующие результаты для  $H \parallel y$  могут быть получены после замены  $e \rightarrow -e$  в (4), (5). Проведем анализ уравнений (4), (5) при  $T=0$ .

$H \parallel x$ . В «парамагнитной» фазе основному состоянию соответствует собственное значение  $\varepsilon_1$  и система уравнений (4), (5)



Фазовые  $H-T$  диаграммы сильноанизотропного двухосного ферромагнетика с  $S=1$  для различных величин ромбической анизотропии.

Штриховые кривые —  $H \parallel x$ , сплошные —  $H \parallel y$ .  $d=2$ ,  $e=1.2$  (1), 0.95 (2), 0.5 (3).

имеет единственное решение при  $e \leq 1$ , которое и определяет величину критического поля<sup>1</sup> перехода из угловой фазы в «парафазу»

$$2h_x^2 = (d-e) [\sqrt{(2+d+e)^2 + 8(d-e)(1-e)} - (2+d+e)]. \quad (6)$$

Область угловой фазы расположена в интервале полей  $0 < h < h_x$ . Из (6) очевидно, что рост величины ромбической анизотропии ведет к уменьшению критического поля и при  $e=1$   $h_x=0$ . Следовательно, для  $e > 1$  и  $T=0$  любое сколь угодно слабое магнитное поле индуцирует состояние «парафазы».

$H \parallel y$ . В этом случае, если  $e < 1$ , основному состоянию соответствует собственное значение  $\varepsilon_1$  и система (4), (5) имеет единственное решение — критическое поле перехода  $h_{1y}$ , значение которого определяется из (6) заменой  $e \rightarrow -e$ . Если же  $e \geq 1$ , основному состоянию может соответствовать либо  $\varepsilon_1$ , либо  $\varepsilon_2$ . Поэтому система (4), (5) имеет, кроме решения  $h_{1y}$ , и второе решение

$$h_{2y}^2 = 2(d+e)(e-1), \quad (7)$$

соответствующее собственному значению  $\varepsilon_2$ . При этом значении критического поля намагниченность  $\sigma_y=0$ .

Отметим, что в отличие от  $H \parallel x$  в случае  $H \parallel y$  область угловой фазы существует при всех значениях  $e$ . При  $e < 1$  область угловой фазы заключена в интервале  $0 < h < h_{1y}$ , а при  $e \geq 1$  в интервале  $h_{2y} < h < h_{1y}$ .

Полученные выше результаты подтверждаются и численными расчетами при  $T \neq 0$ . На рисунке представлено изменение формы фазовой границы  $h(t)$  при различных значениях  $e$ . Область угловой фазы находится под кривой, а «парафазы» — над кривой. Установлено, что для  $H \parallel x$

<sup>1</sup> Значение критического поля (6) получено другим методом в работе [9].

область угловой фазы существует лишь при  $e < 1$ . С увеличением  $e$  фазовая граница стягивается к началу координат  $H-T$  плоскости, и при  $e=1$  область угловой фазы исчезает. Таким образом, для  $e > 1$  вся  $H-T$  плоскость является областью «парафазы». В случае  $H \parallel y$  угловая фаза существует для всех значений  $e$ , однако при  $e \rightarrow 1$  температура магнитного упорядочения  $T_c(H=0) \rightarrow 0$ . При  $e > 1$  происходит отрыв области угловой фазы от оси температур. Отметим, что в рассмотренном здесь двухосном ферромагнетике изменение формы фазовой границы при  $H \parallel x$  и  $H \parallel y$  происходит так же, как и в одноосных магнетиках типа «легкая плоскость» в поперечном [5] и продольном [4] полях соответственно.

#### Список литературы

- [1] Morija T. // Phys. Rev. 1960. V. 117. N 3. P. 635—647.
- [2] Tsuneto T., Muro T. // Physica. 1971. V. 51. № 2. P. 186—196.
- [3] Розенфельд Е. В. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. № 2. С. 60—64.
- [4] Переверзев Ю. В., Борисенко В. Г. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 4. С. 1249—1252.
- [5] Борисенко В. Г., Переверзев Ю. В. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 9. С. 2771—2773.
- [6] Diederix H. M., Algra H. A., Groen J. P., Klassen T. O., Poulis N. J., Carlin R. L. // Phys. Lett. 1977. V. 60A. N 3. P. 247—249.
- [7] Algra M. A., Bartolome J., Jongh L. J., O'Connor C. J., Carlin R. L. // Physica. 1978. V. 93. В+С. N 1. P. 35—46.
- [8] Китаев В. Н., Кащенко М. П., Курбатов Л. В. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. № 6 (12). С. 2334—2342.
- [9] Андерс А. Г., Борисенко В. Г., Волоцкий С. В., Переверзев Ю. В. // ФНТ. 1989. Т. 15. № 1. С. 39—45.

Физико-технический институт  
низких температур  
АН УССР  
Харьков

Поступило в Редакцию  
26 июля 1989 г.

УДК 621.315.592

© Физика твердого тела, том 32, № 11, 1990  
Solid State Physics, vol. 32, N 11, 1990

## ТОКИ В ПИРОЭЛЕКТРИКАХ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ НЕРАВНОВЕСНЫМИ ФОНОНАМИ

М. Д. Блох

К настоящему времени в ряде работ [1, 2] получил доказательство тезис о том, что в однородной проводящей среде без центра инверсии всякая неравновесность ведет к появлению тока. В [3] изучались токи в примесных полупроводниках пироэлектрических классов, возникающие при отсутствии равновесия между подсистемами свободных и связанных электронов. Настоящее сообщение также посвящено пироэлектрикам, но причиной тока является неравновесность фононов. Микроскопическая картина эффекта состоит в следующем. Представим, что в полупроводниковом кристалле имеются неравновесные фононы больших энергий. Эти фононы возникают при инжекции в образец из нагретой металлической пленки [4, 5] или при непосредственном освещении полупроводника в процессах релаксации возбужденных носителей [6]. Такие неравновесные фононы могут поглощаться примесными электронами, возбуждая последние в зону. Вероятность такого возбуждения асимметрична относительно направления полярной оси кристалла, в результате чего потоки электронов вдоль и против оси не компенсируются и возникает электрический ток. Плотность этого тока можно представить в виде

$$j = -\frac{eN_i}{m} \sum_{q_x} \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} p \tau_p (n_j - f_0) w_B(p, q_x) \Delta n_{q_x}, \quad (1)$$