Письма в ЖЭТФ, том 9, стр.634 – 637 *5 июня 1969 г.*

ТЕОРИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОГО СОСТОЯНИЯ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ ПРИ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПЕРВОГО РОДА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Г.Барьяхтар, А.Е.Боровик, В.А.Попов

Как известно, в антиферромагнетиках с магнитной анизотропией типа легкая ось в достаточно сильном внешнем магнитном поле вектор антиферромагнетизма (АФ) $\vec{l}$ меняет свое направление на $90°$. Изменение направления $\vec{l}$ в зависимости от свойств магнитной анизотропии может происходить либо путем постепенного поворота, либо скачком [1]. Последнее имеет место, по-видимому, в MnF_2 [2]. Мы рассмотрим случай опрокидывания $\vec{l}$, который является фазовым переходом первого рода.

Если образец имеет эллипсоидальную форму, то соображения, аналогичные соображениям Ландау [3] при рассмотрении промежуточного состояния сверхпроводников первого рода, показывают, что тело должно разбиться на домены с фазами, в одной из которых вектор $\vec{\ell}$ параллелен главной оси (фаза $\ell \|$), а во второй—вектор $\vec{\ell}$ перпендикулярен этой оси (фаза $\ell \perp$). Условием равновесия фаз является постоянство магнитного поля в образце, действующего на магнитные моменты подрешеток. Это поле мы обозначим следуя [1] через $H_п$:

$$H_п = \sqrt{(2\delta + \beta' - \beta + b\pi\mu M_0)(\beta + \beta')}.$$

Расчет в рамках феноменологической теории АФ показывает, что наименьшей поверхностной энергией обладают плоские границы раздела между фазами, параллельные главной оси. Расположение границ фиксируется анизотропией в базисной плоскости. Поворот $\vec{\ell}$ в границе, разделяющей фазы, определяется формулой

$$\cos 2\theta = -\operatorname{th}\frac{x}{x_0}, \qquad x_0 = \sqrt{\frac{(\alpha - \alpha_{12})\,\delta}{\beta(\beta - \beta')}}, \tag{1}$$

где θ – угол между $\vec{\ell}$ и главной осью, x_0 имеет смысл толщины границы раздела, β и β' постоянные анизотропии, α и α'_{12} постоянные неоднородного, а δ однородного обменного взаимодействия.

В качестве энергии АФ мы приняли

$$W = \int \left\{ \frac{1}{2}\alpha\left(\frac{\partial \mathrm{M}_1}{\partial x_i}\frac{\partial \mathrm{M}_1}{\partial x_i} + \frac{\partial \mathrm{M}_2}{\partial x_i}\frac{\partial \mathrm{M}_2}{\partial x_i}\right) + \alpha_{12}\frac{\partial \mathrm{M}_1}{\partial x_i}\frac{\partial \mathrm{M}_2}{\partial x_i} + \delta\,\mathrm{M}_1\mathrm{M}_2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2}\beta(M_{1z}^2 + M_{2z}^2) + \beta' M_{1z}M_{2z} - (\mathrm{M}_1 + \mathrm{M}_2,\ \mathrm{H}_0) + \frac{\mathrm{h}^2}{8\pi}\right\} dr, \tag{2}$$

где $\mathrm{M}_{1,2}$ – магнитные моменты подрешеток ($M_1 = M_2 = M_0$) и H_0 – внешнее магнитное поле, которое было бы в пространстве в отсутствии тела.

Учитывая, что $\delta \approx 1/2\chi_\perp$, $\beta \sim \beta' \sim 1$, $\alpha \sim \alpha_{12} \sim a^2/\chi_\perp$ (a – постоянная решетки и $\chi_\perp$ – статическая магнитная восприимчивость в направлении перпендикулярном главной оси), получим $x_0 \approx (a/\chi_\perp)$. Считая $\chi_\perp \approx 10^{-3}$ имеем $x_0 \approx 10^{-5}$ *см*.

Если $H_0 < H_п$, то возможно существование границ, в которых вектор $\vec{\ell}$ поворачивается на 180°. Этот поворот $\vec{\ell}$ описывается формулой

$$\cos\theta = -\operatorname{th}\frac{x}{x_1}, \quad x_1 = \sqrt{\frac{2M_0^2(a - a_{12})\delta}{H_\text{п}^2 - H_0^2}} \ . \tag{3}$$

Энергия, приходящаяся на единицу поверхности границы раздела фаз $\ell_\parallel$ и $\ell_\perp$, равна

$$\sigma = M_0^2 \sqrt{(a - a_{12})\,\beta(\beta - \beta')\delta^{-1}} \sim M_0^2 a \ . \tag{4}$$

Знание поверхностной энергии дает возможность оценить размеры доменов и их структуру. Рассмотрим для простоты плоскопараллельную пластинку, перпендикулярно поверхности которой ориентировано внешнее магнитное поле. Как показывают оценки, ввиду относительно малой величины поверхностной энергии, ветвление доменов у поверхности начинается с толщин пластинки, порядка нескольких атомных слоев. Поэтому мы сразу рассмотрим тот простейший случай ветвления доменов, когда у поверхности на каждый домен приходится n клиньев. С точностью до коэффициентов порядка единицы, энергия пластинки может быть представлена в виде

$$W' = \text{const} + \sigma \ell_1 \ell_2 \ell_3 d^{-1} + \sigma n \ell_2 d\,\frac{\ell_3}{d} + M H_\text{п}\,\ell_2 \frac{d^2}{n}\frac{\ell_3}{d}, \tag{5}$$

где d – размеры повторяющихся доменов, $\ell_1 < \ell_2 < \ell_3$ размеры пластинки. Учитывая, что $M = \chi_\perp H_\text{п}$ находим d и n, соответствующие минимуму W'

$$n \sim \left(\frac{\ell_1 \chi_\perp H_\text{п}^2}{\sigma}\right)^{1/3} \left(\frac{\ell_1}{a}\right)^{1/3}, \quad d \sim \left(\frac{\sigma \ell_1^2}{\chi_\perp H_\text{п}^2}\right)^{1/3} . \tag{6}$$

Приравнивая нормальные составляющие индукции внутри и вне пластинки получим выражение для относительной доли ρ вещества в фазе $\ell_\perp$

$$\rho = \frac{H_e - \mu_\parallel H_\text{п}}{(\mu_\perp - \mu_\parallel)\,H_\text{п}}, \tag{7}$$

где H_e – магнитное поле на далеком расстоянии от пластинки, $\mu_\parallel$ – магнитная проницаемость фазы $\ell_\parallel$ в направлении легкой оси. Мы видим, что домены существуют при $\mu_\parallel H_\text{п} \leqslant H_e \leqslant \mu_\perp H_\text{п}$.

Приведем выражение для эффективной магнитной восприимчивости пластинки. Если среднюю намагниченность пластинки представить в виде $M_\text{ср} = \chi_\text{ср} H_e$, то $\chi_\text{ср} = (\chi_\parallel/\mu_\parallel)$ при $H_e \leqslant \mu_\parallel H_\text{п}$; $\chi_\text{ср} = 1/4\pi$ при $\mu_\parallel H_\text{п} \leqslant H_e \leqslant \mu_\perp H_\text{п}$, и $\chi_\text{ср} = (\chi_\perp/\mu_\perp)$ при $\mu_\perp H_\text{п} < H_e$.

Авторы благодарят А.И.Ахиезера, И.А.Ахиезера, А.С.Боровика-Романова и В.В.Еременко за обсуждение результатов.

Физико-технический институт
низких температур
Академии наук Украинской ССР

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горького

Поступила в редакцию
28 апреля 1969 г.

Литература

[1] Е.А.Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. Изд. АН СССР, М., 1963.

[2] J.S.Jacobs, J.Appl. Phys., 32, 61S.

[3] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., 1959.

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 637–639 *5 июня 1969 г.*

О КВАДРУПОЛЬНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ МАКСИМУМАХ В МЕССБАУЭРОВСКОМ РАССЕЯНИИ

19

В.А.Беляков, Ю.М.Айвазян

В настоящей работе показано, что при мессбауэровском рассеянии γ-квантов существуют чисто ядерные (квадрупольные) дифракционные максимумы, возникающие вследствие зависимости амплитуды резонансного рассеяния от градиента электрического поля (ГЭП) на рассеивающем ядре [1]. Их существование возможно, если в рассеивателе на мессбауэровские ядра, находящиеся в кристаллографически эквивалентных положениях, действуют ГЭП, отличающиеся ориентацией главных осей. В этом случае атомы мессбауэровского изотопа, находящиеся в кристаллографически эквивалентных положениях и тождественные в релеевском рассеянии, при резонансном рассеянии эффективно выступа-