Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 7, стр. 411 – 414. *5 апреля 1972 г.*

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ СОСТОЯНИЙ НА ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД ПАРАМАГНЕТИК – ФЕРРОМАГНЕТИК

В. Г. Барьяхтар, В. Ф. Клепиков

В экспериментах Драбкина и др. [1, 2] по рассеянию поляризованных нейтронов на монокристаллах никеля было убедительно показано, что в окрестности температуры Кюри имеется неоднородное намагничение. Вместе с тем, при теоретическом исследовании фазового перехода из пара- в ферромагнитную фазу обычно рассматривают только однородные состояния намагничения [3, 4]. В настоящей статье мы покажем, что учет поля магнитного дипольного взаимодействия приводит к тому, что этот переход происходит как переход из парамагнитной фазы в ферромагнитную фазу с неоднородным распределением намагничения и вычислим параметры этого распределения.

Будем исходить из следующего выражения для свободной энергии ферромагнитного образца

$$F = \int\left\{\frac{1}{2}\, x_0^2\left(\frac{\partial M_i}{\partial x_k}\right)^2 - \frac{1}{2}\,\beta M_z^2 + \frac{1}{4}\, b\,(M^2 - M_0^2)^2 + \frac{1}{4}\left[\,(\beta^2/b) + 2M_0^2\beta\,\right]\right\} dv + \int \frac{\mathbf{H}_m^2}{8\pi}\, dv\,, \qquad (1)$$

где первое слагаемое – обменная энергия ($x_0^2 \sim (I/\mu^2)a^5$, I – обменный интеграл, μ – магнетон Бора, a – постоянная решетки), связанная с неоднородностями намагничения, β – константа магнитной анизотропии ($\beta >> 1$), третье слагаемое – обчное разложение для свободной энергии ферромагнетика в окрестности точки фазового перехода [5], четвертое постоянное слагаемое добавлено для удобства, последнее слагаемое – энергия магнитного поля, обусловленного намагничением образца (интегрирование в этом слагаемом ведется по всему пространству).

Будем предполагать, что тело имеет форму плоскопараллельной пластинки толщиной ℓ_3, поверхности которой перпендикулярны оси легкого намагничения (оси z). Считая, что при переходе из пара- в ферромагнитную фазу $\mathbf{M} = (0, 0, M_z(x))$ получим после варьирования (1) следующее уравнение

$$x_0^2\, u'' - u^3 + \lambda u = 0, \qquad (2)$$

где $u(x) = \sqrt{b}\, M_z(x)$, $\lambda = bM_0^2 + \beta$. Как обычно, будем предполагать, что при $\tau = 0$, $\lambda(\tau)$ меняет знак ($\lambda(0) = 0$), где $\tau = (T_c - T)/T_c$, T_c – температура Кюри. Можно показать, что внутри пластинки $\mathbf{H}_m \approx 0$, поэтому $\mathbf{H}_m$ не входит в уравнение (2) для распределения намагничения в глубине пластинки.

Решение уравнения (2) имеет вид

$$u(x) = \frac{\sqrt{2\lambda}\, k}{\sqrt{1+k^2}}\, sn\left(\frac{\sqrt{\lambda}\, x}{\sqrt{1+k^2}\, x_0},\ k\right), \quad D = \frac{4K(k)x_0\sqrt{1+k^2}}{\lambda^{1/2}}, \qquad (3)$$

где sn – эллиптический синус с модулем k, $(0 \leqslant k \leqslant 1)$, причем k имеет также смысл константы интегрирования (вторая константа интегрирования выбрана так , чтобы $u(0) = 0$). Решение (3) описывает периодическое с периодом D ($K(k)$ – полный эллиптический интеграл первого рода) распределение намагничения (см. рис. 1).

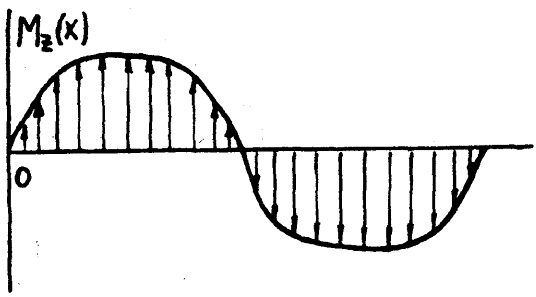

Рис. 1. Распределение намагниченности в одноосном ферромагнетике вблизи точки Кюри

По распределению (3) можно, решая соответствующую магнитостатическую задачу, вычислить $\mathbf{H}_m$, после чего найти свободную энергию F, отнесенную к единице объема тела, как функцию k и λ.

$$F = b^{-1}\lambda^2 A(k) + (\lambda^{1/2}x_0/b\xi_3)B(k), \qquad (4)$$

где

$$A(k) = -\frac{k^2}{3(1+k^2)^2} + \frac{4}{3(1+k^2)} - \frac{3}{4} + \frac{E(k)(3k^2-1)}{3K(k)(k^2+1)};$$

$$B(k) \approx 16\pi\frac{K(k) - E(k)}{\sqrt{1+k^2}}$$

и $E(k)$ – полный эллиптический интеграл второго рода.

Первое слагаемое в (4) обусловлено объемной энергией ферромагнетика, а второе – энергия магнитного поля $\mathbf{H}_m$. Параметр k определим из условия $\partial E/\partial k = 0$. Нетрудно убедиться, что $B(k)$ – монотонно возрастающая функция k (с минимумом при $k = 0$). Это соответствует тому, что с ростом периода D распределения (3) растет область пространства около поверхности пластинки, в которой сосредоточено магнитное поле $\mathbf{H}_m$. Функция $A(k)$ имеет два минимума: при $k = 0$, при $k = 1$. Очевидно, что F также имеет минимум при $k = 0$ (см. рис.2). Этот минимум соответствует парамагнитному состоянию тела, так как при $k = 0$ $\mathbf{M} = \mathbf{H}_m = 0$ (см. (3)). При таких температурах, что

$\lambda(\tau) << (x_0/\ell_3)^{2/3}$, $F(k, \lambda)$ имеет только один минимум, так как первое слагаемое в (4) при этом мало по сравнению со вторым. С ростом λ (т. е. понижением температуры) при $\lambda(\tau) \sim (x_0/\ell_3)^{2/3}$ у функции $F(k, \lambda)$ появляется еще один минимум при $k = k_0(\tau)$, который соответствует магнитоупорядоченному состоянию. Аналитическое выражение для k_0 получить не удается (оценки показывают, что $0 < k_0 \lesssim 1$). Таким образом, в области температур, где $\lambda(\tau) \sim (x_0/\ell_3)^{2/3}$, на кривой $F(k, \lambda)$ имеется два минимума, соответствующих пара- и ферромагнитному состояниям, т. е. возникает типичная для фазовых переходов первого рода ситуация со стабильным и метастабильным состояниями. В результате этого переход от парамагнитной фазы в ферромагнитную становится фазовым переходом первого рода, причем температура перехода $T_П$ определяется из условия

$$F(0, \lambda(\tau)) = F(k_0(\tau), \lambda(\tau)).$$

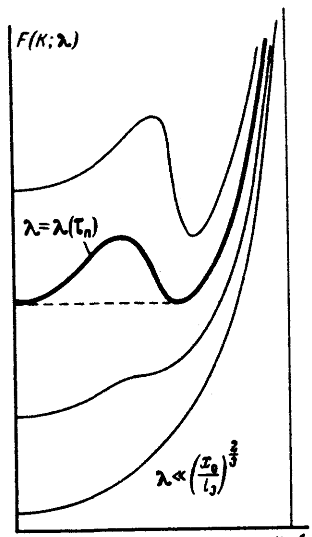

Рис. 2. Кривые $F(k; \lambda)$ при различных температурах (схематически)

Легко оценить, насколько температура $T_П$ отличается от T_c. Предполагая [5], что $\lambda(\tau) = \xi\tau$ и замечая, что при $T = T_П$, $\lambda \sim (x_0/\ell_3)^{2/3}$, найдем

$$(T_c - T_П)/T_c \equiv \tau_П \approx \frac{1}{\xi}\left(\frac{x_0}{\ell_3}\right)^{2/3}; \qquad \xi \sim \frac{I}{\mu^2} a^3.$$

Амплитуда M, возникающего при $\tau = \tau_П$ намагничения пропорциональна: $M \sim b^{-1/2}(x_0/\ell_3)^{1/3}$. Так как M пропорционально малому параметру $(x_0/\ell_3)^{1/3}$, то мы имеем дело с фазовым переходом первого рода, близким к фазовому переходу второго рода.

Для очень тонких пластинок ($\ell_3 << x_0$) неоднородное распределение становится энергетически невыгодным [5].

Оценим величину периода намагничения D_2 в окрестности $T_п$. Считая $x_o \sim 3 \cdot 10^{-6}$ *см*, $\ell_3 \sim 10^{-1}$ *см*, $\lambda \sim (x_o/\ell_3)^{2/3}$, получим из (3) $D \approx 10^{-3}$ *см*. Эта величина значительно меньше наблюденных в работах [1, 2] периодов намагничения, которые порядка 10^{-1} *см*. Отличие может быть связано либо с влиянием магнитного поля на размеры доменов, либо с тем, что в [1, 2] исследовались кубические кристаллы, а наше рассмотрение относится к одноосным кристаллам.

В заключение авторы благодарят А.И.Ахиезера, М.И.Каганова, С.В.Малеева, С.В.Пелетминского, В.А.Попова и В.В.Тарасенко за интерес к работе и полезные дискуссии.

Харьковский
государственный университет
им. А.М.Горькова

Поступила в редакцию
16 января 1972 г.

Литература

[1] Г.М.Драбкин, Е.И.Забидаров, Я.А.Касман, А.И.Окороков. ЖЭТФ, 56, 478, 1969.

[2] Г.М.Драбкин, А.И.Окороков, В.И.Волков, А.Ф.Щебетов. Письма в ЖЭТФ, 13, 3, 1971.

[3] С.В.Вонсовский. ДАН СССР, 27, 550, 1040; Изв. АН СССР, сер. физ.,11, 485, 1947; В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 17, 833, 1947.

[4] В.Л.Покровский. УФН, 94, 127, 1968.

[5] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Гостехиздат, 1957.