

О СТРУКТУРЕ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В СЛАБЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Л.Н.Булаевский, В.Д.Гинзбург

Несколько лет назад авторы обратили внимание [1] на то, что в одноосных ферромагнетиках вблизи точки Кюри T_c вектор намагниченности M должен не вращаться (как это имеет место вдали от T_c), а изменяться только по величине. При этом перпендикулярно доменной стенке (по оси y) вектор M меняется по закону

$$M_z = M_0 \operatorname{th} \frac{y}{y_0}, \quad M_x = M_y = 0. \quad (1)$$

Оценки свидетельствуют однако том, что в обычных ферромагнетиках линейное решение (1) отвечает минимуму свободной энергии лишь в интервале температур порядка $1 - 10^\circ$ от T_c . В настоящей работе мы хотим обратить внимание на то обстоятельство, что в слабых ферромагнетиках (см., например, [2 - 5]) структура доменной стенки может описываться решением типа (1) и при низких температурах, т. е. вдали от температуры Нееля T_N . По-видимому, наиболее благоприятные условия для реализации решения (1) имеют место в ортоферритах.

Рассмотрим ту часть плотности свободной энергии ортоферритов, которая зависит от намагниченностей подрешеток M_1, M_2 (при этом $M_1 = M_2 = M_0$, см. [5]):

$$F = \frac{1}{2} c \left(\frac{d\ell}{dy} \right)^2 + \frac{a}{2} m^2 - \frac{b_1}{2} \ell_x^2 - \frac{b_3}{2} \ell_z^2 + d_1 m_x \ell_z - d_3 m_z \ell_x, \\ m = \frac{M_1 + M_2}{2M_0}, \quad \tilde{\ell} = \frac{M_1 - M_2}{2M_0}. \quad (2)$$

При $b_1 > 0$ и $b_1 - b_3 > 0$ (этот случай реализуется в большинстве ортоферритов) из условия минимума энергии (2) получаем однородное решение со слабым ферромагнетизмом внутри доменов (учтено, что $a \gg b, d$)

$$\ell_x = \pm 1, \quad m_z = \frac{d_3}{a} \ell_x, \quad \ell_y = \ell_z = m_x = m_y = 0. \quad (3)$$

Из (3) видно, что внутри 180° -доменной стенки, когда меняется знак m_x , вектор ℓ также должен изменить свое направление на 180° . Уравнение для $\ell(y)$ внутри стенки получаем из условия минимума свободной энергии; это уравнение нужно решать с граничными условиями: $\ell_x = \pm 1, \ell_y = \ell_z = 0$ при $y = \pm \infty$. При $b_3 < 0$ решение, минимизирующее свободную энергию, имеет вид

$$\ell_x = \text{th} \frac{y}{y_0}, \quad \ell_y = \frac{1}{\text{ch} \frac{y}{y_0}}, \quad \ell_z = 0, \quad y_0 = \sqrt{\frac{c}{b_1}}, \\ m_z = \frac{d_3}{a} \text{th} \frac{y}{y_0}, \quad m_x = m_y = 0. \quad (4)$$

Поверхностная энергия стенки для этого решения $\sigma = 2\sqrt{b_1 c}$. Решение (4) является поворотным для вектора антиферромагнетизма $\tilde{\ell}$ (он поворачивается в плоскости yx) и линейным решением типа (1) для вектора намагничивания m . Заметим, что указание на возможность появления именно решения такого типа в ортоферритах, но без какого-либо расчета, мы обнаружили в обзоре [6].

При $b_3 < 0$ минимум свободной энергии дает решение:

$$\ell_x = \text{th} \frac{y}{y_0}, \quad \ell_z = \frac{1}{\text{ch} \frac{y}{y_0}}, \quad \ell_y = 0, \quad y_0 = \sqrt{\frac{c}{(b_1 - b_3)}}, \\ m_z = \frac{d_3}{a} \text{th} \frac{y}{y_0}, \quad m_x = -\frac{d_1}{a} \frac{1}{\text{ch} \frac{y}{y_0}}, \quad m_y = 0, \quad (5) \\ \sigma = 2\sqrt{(b_1 - b_3)c}.$$

В этом случае на 180° в плоскости zx поворачивается как \vec{L} , так и m , причем при $d_1 \neq d_3$ решение для m является эллиптическим, и лишь при $d_1 = d_3$ оно вполне аналогично обычному поворотному решению в ферромагнетиках вдали от T_c , а также в слабых антиферромагнетиках типа $MnCO_3$ и $\alpha-Fe_2O_3$ [7]. Отметим, что если кристалл имеет форму параллелепипеда и разбит на домены, со стенками перпендикулярными оси y и с намагниченностью внутри доменов направленной вдоль оси z , то при реализации линейных решений (4) магнитное поле рассеяния на гранях образца, параллельных плоскости yz полностью отсутствует. По-видимому, по этому признаку можно экспериментально отличить решение типа (4) от поворотного решения (5), при реализации которого на гранях, параллельных плоскости yz , около доменных стенок есть поля рассеяния с $H_x \sim M_x \neq 0$. Большая ширина ($\approx 0,5 \text{ мк}$) доменов в ортоферритах, обнаруженная в [8], облегчает наблюдение полей рассеяния на гранях, параллельных плоскости yz . Большие размеры доменов вдоль оси y показывают также, что поверхностная энергия доменных стенок в ортоферритах велика. Из решений (4), (5) это очевидно, ибо поверхностная энергия определяется параметрами неоднородного обменного взаимодействия и сильной анизотропии основной антиферромагнитной структуры. Последнее понятно, так как внутри доменной стенки меняет свое направление вектор антиферромагнетизма \vec{L} . При $a \sim 10^6 \text{ э}$, $b \sim 10^4 \text{ э}$ получаем $\sigma \sim 10 \text{ эрг/см}^2$. Эта оценка намного превышает величину поверхностной энергии стенки для слабых ферромагнетиков типа $MnCO_3$, в которых из-за слабой анизотропии в базисной плоскости осуществляется лишь поворотное решение с $\sigma \sim 10^{-2} + 10^{-3} \text{ эрг/см}^2$ [7].

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 марта 1970 г.

Литература

- [1] Л.Н.Булаевский, В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ, 45, 772, 1963.
- [2] А.С.Боровик-Романов, М.П.Орлова. ЖЭТФ, 31, 579, 1956.
- [3] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547; 33, 1454, 1957.
- [4] Е.А.Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М., 1963.
- [5] Е.А.Туров, В.Е.Найш. ФММ, 9, 10, 1960.
- [6] М.М.Фарзтдинов. уфн, 84, 611, 1964.
- [7] М.М.Фарзтдинов. Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 590, 1964.
- [8] Я.С.Шур, В.И.Храбров. ЖЭТФ, 57, 1899, 1969.