

О ДИНАМИКЕ МЕЖФАЗНОЙ ГРАНИЦЫ ПРИ ОРИЕНТАЦИОННОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ ПЕРВОГО РОДА

А. К. Звездин, А. А. Мухин

УДК 538.27

Исследовано движение межфазной границы при ориентационном фазовом переходе в антиферромагнетиках. Определена предельная скорость границы. Получено и исследовано уравнение для смещения центра границы, дающее сокращенное описание кинетики фазового перехода первого рода в реальных условиях.

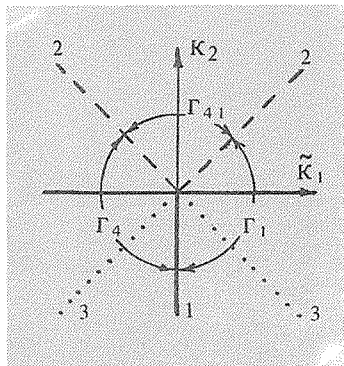
Кинетика ориентационных фазовых переходов 1-го рода в значительной степени определяется динамическими свойствами межфазных границ. Эти свойства исследовались для фазовых переходов, описываемых одномерным параметром порядка, на основе феноменологического уравнения Ландау — Халатникова (см., например, /1/). Для магнитных ориентационных фазовых переходов подобная задача является более сложной, так как они описываются неодномерным параметром порядка. В данной работе исследуется динамика межфазных границ при ориентационном фазовом переходе 1-го рода в антиферромагнетиках. К таким переходам относятся, например, спонтанные переходы, а также фазовые переходы типа спин-флоп, которые в последние годы активно исследовались. Фактически речь пойдет о переходе системы из метастабильного состояния в стабильное, осуществляющемся путем смещения межфазной границы.

В качестве примера рассмотрим диспрозиевый ортоферрит $DyFeO_3$, в котором при понижении температуры происходит ориентационный фазовый переход 1-го рода из слабоферромагнитного состояния Γ_4 в антиферромагнитное Γ_1 ($T_M = 42$ К) /2/. Параметром порядка здесь является вектор антиферромагнетизма G .

Пусть координатные оси x, y, z совпадают с осями a, b, c ромбической элементарной ячейки кристалла. Свободная энергия кристалла при вращении вектора G в плоскости ab имеет вид /2/:

$$\Phi = (1/2)A(\nabla\varphi)^2 + (1/2)\tilde{K}_1 \cos 2\varphi + (1/8)K_2 \cos 4\varphi - m_Z^0 N_Z \cos \varphi, \quad (1)$$

где $\vec{G} = (\cos \varphi, \sin \varphi, 0)$; A – константа неоднородного обмена; $\tilde{K}_1(T, N_y) = K_1(T) - (1/2)\chi_{\perp}N_y^2$; K_1, K_2 – константы анизотропии, причем $K_2 < 0$; $\vec{H} = (0, N_y, N_z)$ – внешнее магнитное поле; χ_{\perp} – поперечная восприимчивость; m_z^0 – слабоферромагнитный момент.



Р и с. 1. Фазовая диаграмма системы в плоскости \tilde{K}_1, K_2 : 1,2 – соответственно линии фазовых переходов 1-го и 2-го рода; 3 – линии потери устойчивости.

Равновесные состояния определяются условиями минимума Φ (1). Результаты минимизации можно представить в виде фазовой диаграммы (рис. 1). При $N_z = 0$ линия фазового перехода 1-го рода типа спин-флоп определяется уравнением $\tilde{K}_1(T, N_y) = 0$ [3]. На этой линии фазы Γ_1 ($\varphi = \pm \pi/2$) и Γ_4 ($\varphi = 0, \pi$) могут сосуществовать. Межфазная граница является 90-градусной доменной стенкой.

Функция Лагранжа и диссипативная функция Релея рассматриваемой динамической задачи имеют вид [4,5]:

$$L = 1/2(\chi_{\perp}/\gamma^2)\vec{G}^2 - (\chi_{\perp}/\gamma)\vec{H}_t[\vec{G}\vec{G}] - \Phi, \quad (2)$$

$$R = (aM_0/2\gamma)\vec{G}^2,$$

где M_0 – намагниченность подрешеток; $\vec{H}_t = \vec{H} + \vec{H}_D$; $\vec{H}_D = (d_1G_z, 0, d_3G_x)$ – поле Дзялошинского; γ – гиромангнитное отношение; a – безразмерный коэффициент затухания, который можно определить, например, из ширины линии антиферромагнитного резонанса (АФМР) или из подвижности доменных границ в слабоферромагнитной фазе Γ_4 .

Система уравнений Лагранжа – Эйлера данной задачи при $N_{x,z} = 0$ или $N_{x,y} = 0$ допускает точное решение $G_z = 0$. Тогда, полагая $G_x = \cos \varphi$, $G_y = \sin \varphi$, представим (2) в виде

$$L = (\chi_1/2\gamma^2)\dot{\varphi}^2 - (\chi_1/\gamma)H_Z\dot{\varphi} - \Phi, \quad (3)$$

$$R = (aM_0/2\gamma)\dot{\varphi}^2.$$

Уравнение Лагранжа – Эйлера системы (3) имеет вид:

$$\ddot{\varphi} - c^2 \nabla^2 \varphi = (\omega_E \omega_1/2) \sin 2\varphi + (\omega_E \omega_2/4) \sin 4\varphi - \omega_E \omega_Z \sin \varphi + \gamma \dot{H}_Z - a\omega_E \dot{\varphi}, \quad (4)$$

где $c^2 = \gamma^2 A \chi_1^{-1} = \gamma A \omega_E M_0^{-1}$; $\omega_E = \gamma M_0 \chi_1^{-1}$; $\omega_1 = 2\tilde{K}_1/M_0$; $\omega_2 = -2K_2/M_0$; $\omega_Z = \gamma H_Z m_Z^0/M_0$. Коэффициенты уравнения (4) непосредственно связаны с параметрами соответствующей ветви спектра магнонов: $\omega^2(k) = \omega_E^2 + c^2 k^2$, где:

$$\omega_E^2 = \begin{cases} \omega_E(-\omega_1 + \omega_2 + \omega_Z) & \text{в фазе } \Gamma_4 \\ \omega_E(\omega_1 + \omega_2) & \text{в фазе } \Gamma_1 \text{ при } H_Z = 0. \end{cases}$$

Формулировка граничных условий зависит от формы образца. Будем считать, что образец имеет форму бесконечной пластинки толщиной h , нормаль \vec{n} к которой совпадает с осью y . В такой геометрии поля размагничивания равны нулю* и граничные условия имеют вид: $\varphi|_{x \rightarrow -\infty} = 0$, $\varphi|_{x \rightarrow +\infty} = \pi/2$, $(\partial\varphi/\partial x)|_{x \rightarrow \pm\infty} = 0$, $(\partial\varphi/\partial y)|_{y=\pm h/2} = 0$, $(\partial\varphi/\partial z)|_{z \rightarrow \pm\infty} = 0$.

При $H_Z = 0$ уравнение (4) имеет точное автомодельное решение /6/:

$$\begin{aligned} \text{tg } \varphi &= \exp[(x - ut)/\Delta(u)], \\ \Delta(u) &= \Delta_0 (1 - u^2/c^2)^{1/2}, \quad \Delta_0 = [A/(-2K_2)]^{1/2}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$u = \mu H_A [1 + \mu^2 H_A^2 c^{-2}]^{-1/2},$$

где $\mu = \gamma \Delta_0 m_Z^0/M_0 a$; $H_A = -2\tilde{K}_1/m_Z^0$.

* В общем случае, например, при $\vec{n} \parallel z$, при фазовом переходе возникает доменная структура (промежуточное состояние). С ней связаны такие же проблемы, как в случае одноосных ферромагнетиков, и они решаются таким же путем.

Устойчивые уединенные волны (5) существуют в области "метастабильности" фазовой диаграммы (рис. 1), определяемой неравенствами $\tilde{K}_1 \geq K_2$, $\tilde{K}_1 \leq -K_2$. Линии $\tilde{K}_1 = K_2$ и $\tilde{K}_1 = -K_2$ принадлежат бифуркационному множеству рассматриваемой системы. На фазовом портрете $(\varphi, \dot{\varphi})$ уравнения (4) состояниям устойчивого равновесия соответствуют седловые точки $\varphi = \pm \pi/2$ и $\varphi = 0, \pi$. При переходе через линию $\tilde{K}_1 = K_2$ ($\tilde{K}_1 = -K_2$) первая (вторая) из них превращается в неустойчивый узел. Это означает, что вне области "метастабильности" уравнение (4) не имеет решений, удовлетворяющих приведенным выше граничным условиям. Значение $u = c$ также является точкой бифуркации уравнения (4). При $u > c$ оно не имеет нужных решений.

Точное решение (5) можно положить в основу теории возмущений, позволяющей выяснить влияние различных воздействий на динамику межфазной границы (внешних и размагничивающих полей, неоднородностей образца, границ и т. д.). Рассмотрим в качестве примера нестационарное движение межфазной границы при наличии переменного поля $H_z(t)$ и слабого искривления ее. Полагая $\varphi = \varphi[(x - q(t, y, z))/\Delta]$, где q — координата центра границы, и считая, что $|\tilde{K}_1|, m_z^0 H_z, \dot{H}_z M_0 \gamma / \omega_E$ много меньше $|K_2|$, будем искать решение (4) в виде $\varphi = \varphi_0 + \varphi_1 + \dots$, где φ_0 определено в (5). Тогда из условия отсутствия секулярных членов в уравнении для φ_1 получим уравнение для q :

$$\partial_t(m\dot{q}) + \omega_T m \dot{q} - \nabla_{\perp}(\sigma \nabla_{\perp} q) = m_z^0 (H_z + H_z' q) - (\pi M_0 / 2 \omega_E) \dot{H}_z - \tilde{K}_1, \quad (6)$$

где $m(\dot{q})$ и $\sigma(\dot{q})$ — масса и энергия границы на единицу площади; $\sigma = mc^2$;

$\sigma = \sigma_0 (1 - \dot{q}^2/c^2)^{-1/2}$; $\sigma_0 = m_0 c^2 = A/2\Delta_0$; $\omega_T = a\omega_E$; H_z' — градиент внешнего поля. При $H_z' = \dot{H}_z = 0$ для скорости стационарного движения из (6) получим

$$u = \dot{q} = \mu (H_A + H_z) [1 + \mu^2 (H_A + H_z)^2 c^{-2}]^{-1/2}.$$

В $DyFeO_3$ при $T = 4,2$ К $m_z^0 = 3,5$ Гс·см³/г [2], $K_2 = 0,7 \cdot 10^5$ эрг/г, $a = 3,35 \cdot 10^{-4}$ (по данным АФМР [7]). Полагая $c = 2 \cdot 10^6$ см/с [8], $M_0 = 107$ Гс·см³/г, $\chi_{\perp} = 10^{-5}$ см³/г, получим $\Delta_0 = 2,4 \cdot 10^{-6}$ см, $\sigma_0 = 0,34$ эрг/см², $\mu = 4 \cdot 10^3$ см/с·Э.

Несмотря на то, что выше был рассмотрен конкретный материал, полученные результаты приложимы к широкому классу антиферромагнетиков, та-

ких как ErCrO_3 , $\text{CoCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\text{LiCuCl}_3 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$, $\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$, Cr_2O_3 , MnF_2 и др.

Поступила в редакцию 16 ноября 1984 г.

После переработки 11 января 1985 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gordon A. Phys. Lett., 99A, 329 (1983).
2. Белов К. П. и др. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М., Наука, 1979.
3. Боровик — Романов А. С. Итоги науки. М., Изд-во АН СССР, сер. физ.-мат. науки, вып. 4, 1962.
4. Андреев А. Ф., Марченко В. И. УФН, 130, 39 (1980).
5. Звездин А. К., Мухин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 10 (1981).
6. Звездин А. К. Письма в ЖЭТФ, 29, 605 (1979).
7. Балбашов А. М. и др. ЖЭТФ, 88, № 3, 974 (1985).
8. Четкин М. В., А. де ла Кампа. Письма в ЖЭТФ, 27, 168 (1978).