

Структура и стационарная динамика межфазной границы в антиферромагнетике типа La_2CuO_4

© М.А. Шамсутдинов, В.Н. Назаров*

Башкирский государственный университет,
450074 Уфа, Россия

*Институт физики молекул и кристаллов Российской академии наук,
450075 Уфа, Россия

E-mail: ShamsutdinovMA@bsu.bashedu.ru

(Поступила в Редакцию 5 мая 2000 г.)

Теоретически изучена структура межфазной границы и найдено значение внешнего магнитного поля, перпендикулярного слоям Cu-O , при котором происходит образование межфазной стенки в четырехподрешеточном антиферромагнетике типа La_2CuO_4 . Проанализировано влияние межплоскостных взаимодействий на структуру межфазной границы и исследована зависимость стационарной динамики такой границы от внешнего магнитного поля.

Соединение La_2CuO_4 является антиферромагнетиком со слабо неколлинеарной структурой, элементарная ячейка которого содержит четыре магнитных иона меди. В сильном магнитном поле, направленном перпендикулярно плоскостям Cu-O , происходит скос спинов из плоскостей Cu-O в направлении вектора напряженности поля и переход в состояние со слабым ферромагнетизмом (СФМ) [1]. Такого рода переход был обнаружен экспериментально [2], было найдено поле фазового перехода. В нулевом и слабом магнитных полях, как известно [3], в стехиометрическом La_2CuO_4 ферромагнитный момент возникнуть не может. Однако в слаболегированных кислородом кристаллах было обнаружено существование слабого ферромагнетизма во внешних магнитных полях $H < 50 \text{ Oe}$ [4]. При упорядочении примесного кислорода по определенным позициям в элементарной ячейке La_2CuO_4 возможно появление слабого ферромагнитного момента \mathbf{m} , направленного перпендикулярно плоскости Cu-O , и в нулевых полях, что было обнаружено экспериментально в работе [5].

Известно, что вблизи точки фазового перехода первого рода в магнитоупорядоченных кристаллах возможно промежуточное состояние и образование межфазных границ (МГ), которые являются термодинамически устойчивыми. При изменении внешнего магнитного поля условие равновесия фаз нарушается и МГ приходит в движение. Динамика таких границ в двухподрешеточной модели антиферромагнетика в том числе в ортоферритах исследована в [6], найдены колебания и дрейф границы в переменном поле. Структура и динамические свойства межфазных границ в четырехподрешеточном La_2CuO_4 не рассматривались.

В настоящей работе излагаются результаты теоретического исследования структуры и стационарной динамики межфазной границы, возникающей в четырехподрешеточном антиферромагнетике типа La_2CuO_4 , во внешнем магнитном поле, перпендикулярном слоям Cu-O . Особенностью рассматриваемой межфазной стенки является то, что она образуется путем поворота намагниченно-

стей только двух из четырех магнитных подрешеток. Намагниченности двух других подрешеток в доменной стенке испытывают только малые отклонения от оси антиферромагнетизма, совпадающей в АФМ и СФМ состояниях.

1. Плотность энергии. Структура межфазной границы

Будем исходить из следующего вида плотности свободной энергии, записанной через векторы ферро- \mathbf{m}_j и антиферромагнетизма \mathbf{l}_j ($j = 1, 2$) [7,8]:

$$W = 2M_0 \left\{ \sum_{j=1}^2 \left[\frac{1}{2} H_e \mathbf{m}_j^2 + H_D [\mathbf{m}_j \mathbf{l}_j]_x + \frac{1}{2} (H_{AZ} l_{jz}^2 - H_{AY} l_{jy}^2) - \mathbf{H} \mathbf{m}_j - \frac{1}{2} \mathbf{H}_m \mathbf{m}_j + \frac{1}{4} \alpha M_0 (\partial \mathbf{l}_j / \partial x_i)^2 \right] + h_e \mathbf{l}_1 \mathbf{l}_2 - h_a (l_{1x} l_{2x} - l_{1y} l_{2y}) \right\},$$

$$\mathbf{m}_{1,2} = \frac{\mathbf{M}_{1,3} + \mathbf{M}_{2,4}}{2}, \quad \mathbf{l}_{1,2} = \frac{\mathbf{M}_{1,3} - \mathbf{M}_{2,4}}{2}. \quad (1)$$

Здесь декартова ось z перпендикулярна слоям Cu-O , M_0 — намагниченность насыщения подрешеток, H_e , h_e описывают соответственно внутри- и межслоевое обменное взаимодействие, α — параметр неоднородного обменного взаимодействия, H_D — поле Дзялошинского, H_{AZ} , H_{AY} — соответственно поля тетрагональной и ромбической анизотропии, h_a — поле межплоскостной анизотропии, \mathbf{H} — внешнее магнитное поле, которое в дальнейшем будем считать направленным вдоль оси z , \mathbf{H}_m — магнитостатическое поле, определяемое уравнениями магнитостатики.

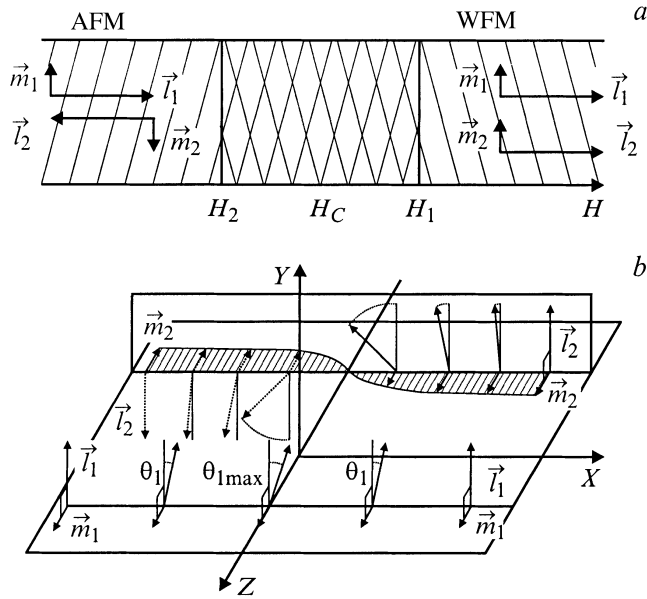


Рис. 1. Магнитные фазы (а) и структура межфазной границы (б).

Характер основного состояния определяется минимизацией (1), которая дает две возможные фазы:

$$I) H_e(H_{AY} + h_e + h_a) + H_D(H_D - H) > 0, \quad \mathbf{l}_2 \uparrow \downarrow \mathbf{l}_1 \uparrow \uparrow y,$$

$$II) H_e(H_{AY} - h_e - h_a) + H_D(H_D + H) > 0, \quad \mathbf{l}_2 \uparrow \uparrow \mathbf{l}_1 \uparrow \uparrow y.$$

Первой фазе соответствует антиферромагнитное упорядочение (в однодоменном состоянии векторы антиферромагнетизма \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 противоположно направлены). Во второй фазе векторы \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 имеют одинаковое направление и существует отличный от нуля слабоферромагнитный момент $\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2$. Области устойчивости СФМ и АФМ фаз перекрываются (рис. 1, а). Переход между фазами происходит скачком (фазовый переход I рода) в поле $H = H_e(h_e + h_a)/H_D$, которое определяется равенством энергий обеих фаз. Значения полей

$$H_1 = H_D + H_e(H_{AY} + h_e + h_a)/H_D,$$

$$H_2 = -H_D - H_e(H_{AY} - h_e - h_a)/H_D$$

определяют границы областей существования метастабильных фаз. Согласно работам [1,9], при $h_e + h_a > 0$ в нулевом и малых полях в La_2CuO_4 реализуется АФМ фаза с $m = 0$, а в поле $H > 30 \text{ кОе}$ — СФМ фаза с $m_z = 2(H_D + H)/H_e$. Симметричный анализ, проведенный Е.А. Туровым, показал, что переход в поле $\mathbf{H} \uparrow \uparrow \mathbf{z}$ от состояния с $m = 0$ в состояние с $m \neq 0$ является магнитно-структурным фазовым переходом от одной АФМ структуры ($I^+ 2_x^+ 2_y^- \tau^-$) к другой ($I^+ 2_x^+ 2_y^- \tau^+$) [9]. Такой переход сводится к перестановке знаков намагниченностей подрешеток M_3 и M_4 , т.е. изменению направления \mathbf{l}_2 на противоположное. В поле $\mathbf{H} \uparrow \downarrow \mathbf{z}$ такой переход сводится к изменению знака \mathbf{l}_1 .

В дальнейшем рассмотрим структуру и стационарную динамику межфазной стенки в поле $\mathbf{H} \uparrow \uparrow \mathbf{z}$. В этом случае межфазная стенка может образоваться путем поворота только вектора \mathbf{l}_2 .

В La_2CuO_4 , как показано в [8], могут быть доменные стенки с поворотом \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 в плоскости Cu-O (xy) и в плоскости, перпендикулярной слоям Cu-O (yz). В наших работах [10,11] было показано, что существование доменных границ, где разворот векторов \mathbf{l}_1 и \mathbf{l}_2 происходит в плоскости yz , возможно в достаточно больших внешних магнитных полях, параллельных слоям Cu-O . Здесь мы будем рассматривать поля H , перпендикулярные слоям Cu-O , и поэтому ограничимся рассмотрением межфазных стенок с разворотом намагниченностей подрешеток в слое Cu-O (xy -плоскости). Плоскость одномерной МГ будем считать перпендикулярной оси x . В такой структуре вектор намагниченности в образце $\mathbf{m} = \mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2$ имеет только одну компоненту, параллельную оси z . В этом случае магнитоэлектрическое поле $\mathbf{H}_m = -16\pi M_0(m_{1x} + m_{2x})\mathbf{e}_x = 0$. В случае плоской одномерной стационарно движущейся стенки $\mathbf{M}_n = \mathbf{M}_n(x - Vt)$ ($n = 1, 2, 3, 4$), где V — скорость движения. Уравнения движения Ландау–Лифшица для \mathbf{m}_j и \mathbf{l}_j , учитывая, что $|\mathbf{m}_j| \ll |\mathbf{l}_j|$ и переходя к угловым переменным $\mathbf{l}_j = (-1)^{j+1}(\sin \theta_j, \cos \theta_j, 0)$, можно записать в виде

$$\begin{aligned} \frac{d^2\theta_+}{d\xi^2} - \sin \theta_+ \cos \theta_- - \frac{\delta_y - \delta_x}{\beta_2} \sin \theta_+ - 2\frac{h}{\beta_2} \sin \frac{\theta_-}{2} \cos \frac{\theta_+}{2} \\ = \frac{\lambda V}{gM_0\beta_2\Delta(V)} \frac{d\theta_+}{d\xi}, \\ \frac{d^2\theta_-}{d\xi^2} - \sin \theta_- \cos \theta_+ - \frac{\delta_y + \delta_x}{\beta_2} \sin \theta_- - 2\frac{h}{\beta_2} \sin \frac{\theta_+}{2} \cos \frac{\theta_-}{2} \\ = \frac{\lambda V}{gM_0\beta_2\Delta(V)} \frac{d\theta_-}{d\xi}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\theta_+ = \theta_1 + \theta_2$, $\theta_- = \theta_1 - \theta_2$.

$$\xi = \frac{x - Vt}{\Delta(V)}, \quad \Delta(V) = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta_2} \left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)}. \quad (3)$$

В (2) параметры $\beta_2 = 2(H_{AY} + H_D^2/H_e)/M_0$, $\delta_x = 2(h_e - h_a)/M_0$, $\delta_y = 2(h_e + h_a)/M_0$, $\chi_\perp = 2M_0/H_e$, $c = g\sqrt{\alpha M_0 H_e/2}$ — минимальная фазовая скорость спиновых волн, g — гиромагнитное отношение, λ — безразмерный параметр затухания Гильберта, $h = \chi_\perp H_D H/M_0^2$.

Определим структуру межфазной доменной стенки с граничными условиями

$$\theta_\pm(\xi \rightarrow -\infty) = 0, \quad \theta_\pm(\xi \rightarrow \infty) = \pm\pi,$$

$$\left. \frac{d\theta_\pm}{d\xi} \right|_{\xi \rightarrow \pm\infty} = 0. \quad (4)$$

В уравнениях (2) θ_+ и θ_- разложим в ряд

$$\theta_+ = \theta_0 + \vartheta_1 + \vartheta_2 + \dots, \quad \theta_- = -\theta_0 + \psi_1 + \psi_2 + \dots, \quad (5)$$

где ϑ_i и ψ_i — малые отклонения от θ_0 . Нулевой член θ_0 разложения в (5) соответствует повороту вектора \mathbf{l}_2 в плоскости Cu-O при неизменном положении вектора \mathbf{l}_1 . Следующие члены разложения являются следствием межплоскостных взаимодействий. Члены первого порядка, как будет показано далее, соответствуют отклонению \mathbf{l}_1 в доменной границе от равновесного направления $\mathbf{l}_1 \uparrow \mathbf{y}$. Члены второго порядка соответствуют отклонению \mathbf{l}_2 от распределения $\theta_0 = \theta_0(\xi)$.

Подставляя разложение (5) в (2), для θ_0 в нулевом приближении по малым параметрам δ_x, δ_y, h и λ получим следующее уравнение:

$$\frac{d^2\theta_0}{d\xi^2} - \sin\theta_0 \cos\theta_0 = 0.$$

Решение этого уравнения, удовлетворяющее (4),

$$\sin\theta_0 = 1/\text{ch}\xi, \quad \cos\theta_0 = -\text{th}\xi. \quad (6)$$

В случае неподвижной стенки ($V = \lambda = 0$) в первом приближении по малым параметрам δ_x, δ_y и h получим следующие уравнения:

$$\hat{L}(\vartheta_1 - \psi_1) = -\frac{2(\delta_y - h)}{\beta_2 \text{ch}\xi}, \quad (7)$$

$$\hat{N}(\vartheta_1 + \psi_1) = -\frac{2\delta_x}{\beta_2 \text{ch}\xi}, \quad (8)$$

где дифференциальные операторы \hat{L} и \hat{N} имеют вид

$$\hat{L} = -\frac{d^2}{d\xi^2} + 1 - \frac{2}{\text{ch}^2\xi}, \quad \hat{N} = \frac{d^2}{d\xi^2} - 1. \quad (9)$$

Решение однородного уравнения (7) будет иметь вид $\vartheta_1 - \psi_1 = \text{const}/\text{ch}\xi$. Из условия разрешимости уравнения (7) находим значение поля, при котором возникает межфазная граница,

$$H_C = \frac{H_e(h_e + h_a)}{H_D}. \quad (10)$$

Это значение поля совпадает с полем фазового перехода I рода между АФМ и СФМ состояниями. Значение внешнего магнитного поля перехода АФМ \leftrightarrow СФМ, как показывают оценки для La_2CuO_4 , соответствует полям фазового перехода $H_C \approx 30 \text{ kOe}$ [9]. При обогащении кислородом $\text{La}_2\text{CuO}_{4+x}$ это значение поля $H_C \rightarrow 0$.

При повороте \mathbf{l}_2 из-за взаимодействий между слоями вектор \mathbf{l}_1 испытывает отклонение из положения равновесия на малый угол θ_1 . Из (8), используя граничные условия (4), получим

$$\theta_1 \approx \frac{\vartheta_1 + \psi_1}{2} = \frac{\delta_x}{\beta_2} (\text{ch}\xi \ln(2 \text{ch}\xi) - \xi \text{sh}\xi). \quad (11)$$

График этой функции приведен на рис. 2, *a*. Максимальное отклонение θ_1 достигается в центре межфазной стенки $\text{max}(\theta_1) \sim \delta_x/\beta_2$, а при $\xi \rightarrow \pm\infty$ θ_1 обращается в нуль. Для La_2CuO_4 [12] получим оценку $\delta_x/\beta_2 \approx 0.1$, откуда следует $\text{max}(\theta_1) \approx 0.06 \ll \theta_0 \approx \pi/2$. Характер поворота векторов ферро- и антиферромагнетизма в такой межфазной границе показан на рис. 1, *b*. Слагаемые в (5), соответствующие второму порядку малости, будут описывать искажение структуры межфазной стенки $\theta_0 = \theta_0(\xi)$ при повороте вектора \mathbf{l}_2 . Вид такого искажения описывается выражением

$$\begin{aligned} \Delta\theta_2 = \theta_2 - \theta_0 &\approx \frac{1}{2}(\vartheta_2 - \psi_2) = \frac{1}{2} \left(\frac{\delta_x}{\beta_2} \right)^2 \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} G(\xi, \xi') \text{th}\xi' (\text{ch}\xi' \ln 2 \text{ch}\xi' - \xi' \text{sh}\xi') \\ &\times \left(1 - \frac{1}{2} \ln 2 \text{ch}\xi' + \frac{1}{2} \xi' \text{th}\xi' \right) d\xi', \end{aligned}$$

где $G(\xi, \xi')$ — функция Грина уравнения $\hat{L}G(\xi, \xi') = \delta(\xi - \xi')$. Форма такого искажения показана на рис. 2, *b*. Максимальное искажение структуры достигается на краях МГ вблизи точек $\xi \approx \pm 1.6$, причем $\text{max}(\Delta\theta_2) \approx 0.13 \cdot (\delta_x/\beta_2)^2 \ll \theta_0(|\xi| = 1.6) \approx 0.4$.

Добавки ΔE в энергию межфазной границы за счет межплоскостных взаимодействий δ_x составляют малую

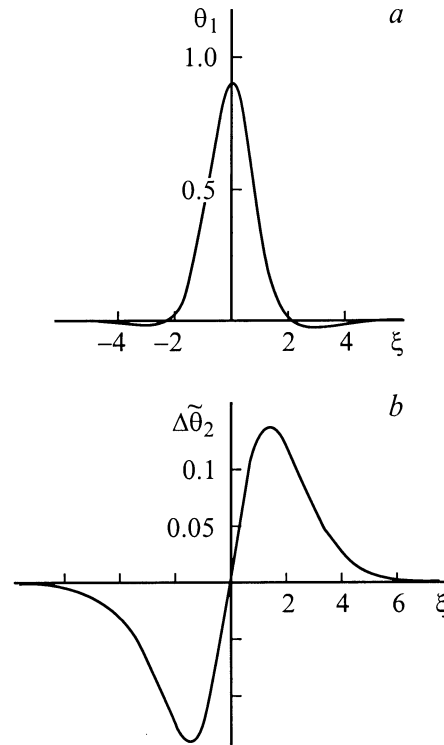


Рис. 2. Распределение угла $\tilde{\theta}_1 = \theta_1(\xi)/(\delta_x/\beta_2)$ (*a*) отклонения \mathbf{l}_1 от оси антиферромагнетизма и $\Delta\tilde{\theta}_2 = (\theta_2(\xi) - \theta_0(\xi))/(\delta_x^2/\beta_2^2)$ (*b*) в доменной границе.

величину. Действительно,

$$E = E_0 + \Delta E_1 + \Delta E_2,$$

$$\Delta E_1 = -M_0^2 \sqrt{\alpha\beta_2} \frac{\delta_x^2}{\beta_2^2} \int_0^\infty (\ln(2 \operatorname{ch} \xi) - \xi \operatorname{th} \xi) d\xi \approx -0.4 E_0 \frac{\delta_x^2}{\beta_2^2},$$

$$\Delta E_2 = M_0^2 \sqrt{\alpha\beta_2} \int_0^\infty \frac{(\Delta\theta_2)^2}{\operatorname{ch}^2 \xi} d\xi \approx 0.004 E_0 \frac{\delta_x^4}{\beta_2^4}, \quad (12)$$

где $E_0 = 2M_0^2 \sqrt{\alpha\beta_2}$. Видно, что первая поправка ΔE_1 , обусловленная отклонением I_1 из-за межплоскостных взаимодействий, понижает энергию МГ. Каждая следующая поправка в энергии убывает как $(\delta_x/\beta_2)^2$. Оценки показывают, что $\Delta E_1 \approx -0.0035 E_0$, $\Delta E_2 \approx 3 \cdot 10^{-7} E_0$, т.е. $\Delta E_2 \ll |\Delta E_1| \ll E_0$. Таким образом, добавки к энергии за счет межплоскостных взаимодействий являются очень малыми величинами, в особенности ΔE_2 , обусловленная отклонением θ_2 от θ_0 . Поэтому при исследовании стационарной динамики МГ искажениями $\Delta\theta_2$ можно пренебрегать.

2. Стационарная динамика межфазной границы

При отклонении внешнего магнитного поля от значения, при котором происходит образование МГ, будет происходить движение межфазной границы в сторону возрастания объема энергетически более выгодной фазы. В полях $H > H_C$ энергетически выгодной фазой является СФМ фаза. Вектор слабого ферромагнетизма как функция координаты ξ и скорости V во внешнем поле имеет вид

$$m_z = m_{1z} + m_{2z} = \frac{1}{H_e} \left(H_D(1 - \cos \theta_0) + 2H + \frac{V}{\Delta(V)g} \frac{d\theta_0}{d\xi} \right).$$

В АФМ фазе $m_z = 2H/H_e$, а в СФМ фазе $m_z = 2(H_D + H)/H_e$. В центре межфазной стенки величина СФМ момента сильно зависит от скорости движения МГ (рис. 3, а). Уравнение (2) для определения скорости в первом приближении по малым параметрам задачи (в качестве еще одного малого параметра берется λ) с использованием (4) имеет следующий вид:

$$\hat{L}(\vartheta_1 - \psi_1) = 2F(\theta_0, V), \quad (13)$$

где

$$F(\theta_0, V) = \frac{\lambda V}{gM_0\beta_2\Delta(V)} \frac{d\theta_0}{d\xi} - \frac{\delta_y - h}{\beta_2 \operatorname{ch} \xi}.$$

Из условия разрешимости уравнения (13) получим

$$V = \frac{|\rho|}{\sqrt{1 + (\rho/c)^2}}, \quad \rho = H_D(H_C - H) \frac{g}{\lambda} \sqrt{\frac{2\alpha M_0}{H_e(H_e H_{AY} + H_D^2)}}. \quad (14)$$

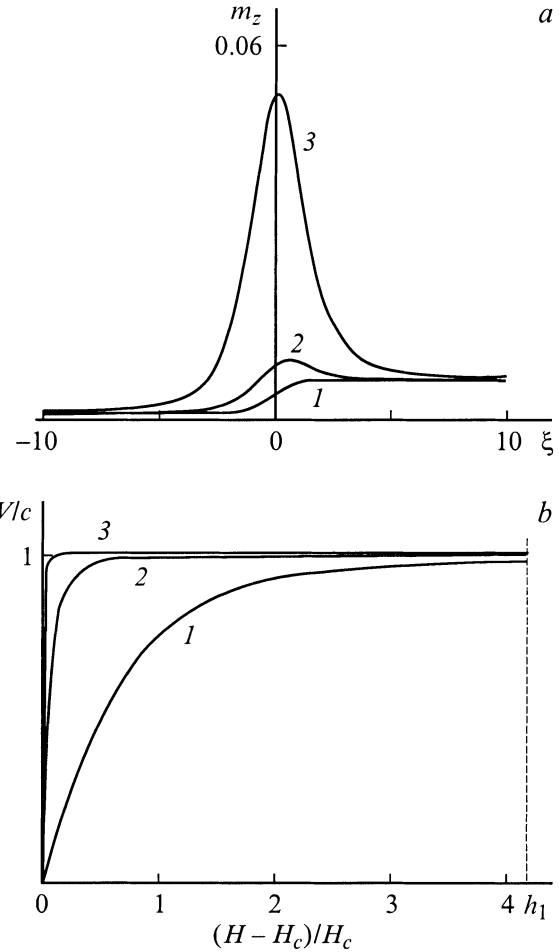


Рис. 3. Зависимость вектора ферромагнетизма \mathbf{m} при разных скоростях (а): 1 — $V/c = 0.1$, 2 — $V/c = 0.6$, 3 — $V/c = 0.99$ и скорости движения межфазной границы от внешнего магнитного поля (б) при разных λ : 1 — $\lambda \sim 10^{-3}$, 2 — $\lambda \sim 10^{-4}$, 3 — $\lambda \sim 10^{-5}$; $h_1 = (H_1 - H_C)/H_C$ — граница метастабильности АФМ фазы.

Как видно из (14), в полях отличных от поля образования МГ H_C , стенка будет двигаться, причем скорость движения тем больше, чем ближе поле к границе метастабильности АФМ фазы H_1 . Скорость движения МГ также сильно зависит от параметра λ . Учитывая $H_D^2 \gg H_e H_{AY}$ [12], можно показать, что при $\lambda \ll \lambda_C$, где

$$\lambda_C \approx (h_e + h_a)/H_D \sim 10^{-4},$$

приближение скорости V к минимальной фазовой скорости спиновых волн $c \sim 10^4$ м/с происходит уже в полях, мало отличающихся от H_C , и далеко до границы метастабильности H_1 . При $\lambda \gg \lambda_C$ скорость может не достигать предельного значения и при $H = H_1$. График зависимости скорости движения межфазной границы от внешнего магнитного поля при разных λ представлен на рис. 3, б. Энергия движущейся МГ равна $E(V) = E/\sqrt{1 - V^2/c^2}$.

Следует отметить, что при скоростях $V < c$ отклонение вектора \mathbf{l}_1 от оси антиферромагнетизма также определяется из (8). Это отклонение имеет вид (11) и носит характер уединенной волны (рис. 2, *a*), движущейся со скоростью V . Следует также указать на то, что при рассмотрении структуры и скорости движения стенки мы пренебрегли выходом \mathbf{l}_j из плоскости xu , что является справедливым, как показывают оценки, при скоростях $V < c$. В области существования межфазной стенки это требование удовлетворяется. В этом случае выполняются и основные приближения $|\mathbf{m}_j| \ll |\mathbf{l}_j| \approx 1$, $\Delta(V) \gg a_0$ (a_0 — постоянная решетки), которые использовались при решении уравнений Ландау–Лифшица.

Таким образом, как показывают теоретические исследования, во внешнем магнитном поле, перпендикулярном слоям Cu-O и равному полю фазового перехода I рода, образуется граница, разделяющая антиферромагнитную и слабоферромагнитную фазы. В отличие от известных моделей межфазных стенок в двухподрешеточных АФМ межфазная граница в четырехподрешеточном АФМ образуется путем поворота только одного из двух векторов антиферромагнетизма в слое Cu-O на 180° . Другой вектор антиферромагнетизма из-за наличия межплоскостных взаимодействий испытывает только малое неоднородное по толщине межфазной границы отклонение от оси антиферромагнетизма. В полях, больших полей фазового перехода I рода, межфазная граница будет двигаться со скоростью, которая принимает максимальное значение в поле, соответствующем границе метастабильности АФМ фазы. Причем характер приближения скорости межфазной границы к минимальной фазовой скорости спиновых волн, т.е. к переходу к нелинейному режиму движения, оказывается сильно зависящим от отношения параметра затухания к его некоторому характерному значению, определяемому отношением полей межплоскостных взаимодействий к полю Дзялошинского.

Работа поддержана грантом МОПО РФ в области фундаментального естествознания № 97-0-7.3-1.

Список литературы

- [1] А.С. Боровик-Романов, А.И. Буздин, Н.М. Крейнс, С.С. Кротов. Письма в ЖЭТФ **47**, 11, 600 (1988).
- [2] T. Thio, T.R. Thurston, N.W. Preyer. Phys. Rev. **B38**, 1, 905 (1988).
- [3] А.А. Никонов, О.Е. Парфенов, А.А. Захаров. Письма в ЖЭТФ **66**, 3, 159 (1997).
- [4] А.А. Захаров, А.А. Никонов, О.Е. Парфенов. Письма в ЖЭТФ **64**, 3, 152 (1996).
- [5] Е.Л. Вавилова, Н.Н. Гарифьянов. Письма в ЖЭТФ **66**, 7, 470 (1997).
- [6] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ФТТ **41**, 2, 274 (1999).
- [7] В.Г. Барьяхтар, В.М. Локтев, Д.А. Яблонский. Препринт ИТФ-88-81Р, Киев (1988).
- [8] В.Г. Барьяхтар, А.Л. Сукстанский, Д.А. Яблонский. ФТТ **32**, 4, 1231 (1990).
- [9] Е.А. Туров. Кинетические, оптические и акустические свойства антиферромагнетиков. УрО АН СССР, Свердловск (1990). 136 с.
- [10] М.А. Шамсутдинов, В.Н. Назаров. ФТТ **40**, 8, 1510 (1998).
- [11] M.A. Shamsutdinov, V.N. Nazarov, A.A. Khalifina. J. Magn. Mater. **214**, 1–2, 139 (2000).
- [12] В.Н. Криворучко, Т.Е. Примак. ФНТ **19**, 8, 871 (1993).