

# Фазовые переходы в магнитном поле в доменной стенке четырехподрешеточного антиферромагнетика типа $\text{La}_2\text{CuO}_4$

© М.А. Шамсутдинов, В.Н. Назаров\*

Башкирский государственный университет,  
450074 Уфа, Россия

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

(Поступила в Редакцию 12 января 1998 г.)

Изучено влияние внешнего магнитного поля на характеристики доменных границ в четырехподрешеточном антиферромагнетике  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ . Показано, что при некоторых значениях полей возможен переход структуры одних типов доменных границ в другие. Определены критические поля перехода. Построена фазовая диаграмма устойчивости различных типов доменных стенок.

В настоящее время широко исследуются как теоретически, так и экспериментально металлооксидные соединения, к которым относится антиферромагнитный  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ . При некоторой вариации химического состава он проявляет свойства высокотемпературной сверхпроводимости, при изучении природы которой большое внимание уделяется магнитным свойствам. Этот кристалл обладает тетрагональной решеткой с одной "октаэдрической молекулой"  $\text{CuO}_6$  [1,2] и является четырехподрешеточным слабоколлинеарным антиферромагнетиком с температурой Нееля  $T_N \approx 325 \text{ K}$  [3]. В нем можно выделить  $\text{CuO}_2$ -плоскости, внутри которых все взаимодействия значительно превышают соответствующие взаимодействия между плоскостями. Это обстоятельство позволяет ввести безразмерные векторы ферромагнетизма  $m_j$  и антиферромагнетизма  $l_j$  ( $j = 1, 2$ ) внутри  $\text{CuO}_2$ -слоев [2,4].

Структура доменных стенок в четырехподрешеточном антиферромагнетике  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  изучена теоретически в работе [4]. Найдены четыре типа доменных границ (ДГ), отличающихся законом поворота спинов в различных подрешетках. В [5] определены условия устойчивости, в [6] — скорость дрейфа этих ДГ в осциллирующем магнитном поле. Влияние внешнего магнитного поля на структуру ДГ в четырехподрешеточных антиферромагнетиках не исследовалось. Известно, что в объеме кристалла  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  магнитное поле индуцирует спин-переориентационные переходы [7]. Аналогичные переходы могут иметь место и в доменной стенке. Переход одного типа ДГ в другой, отличающийся плоскостью поворота спинов, обнаружен в нулевом поле в редкоземельных ортоферритах [8] и в поле, отличном от нуля, в коллинеарных антиферромагнетиках ромбической симметрии [9,10]. Такие перестройки структуры доменных стенок можно рассматривать как фазовые переходы, происходящие в ДГ [8]. Теоретически спин-переориентационные переходы в ДГ, индуцированные внешним магнитным полем, исследованы только в двухподрешеточной модели [11,12].

Настоящая работа посвящена исследованию влияния внешнего магнитного поля на характеристики  $180^\circ$  до-

менных стенок и на спин-переориентационные переходы в ДГ в четырехподрешеточном антиферромагнетике типа  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ .

## 1. Структура доменной стенки в магнитном поле

При изучении структуры ДГ будем исходить из следующего вида свободной энергии [2,6]:

$$W = 2M_0 \int \left\{ \sum_{j=1}^2 \left[ \frac{1}{2} H_e m_j^2 + H_D [m_j l_j]_x + \frac{1}{2} (H_{AZ} l_{jz}^2 - H_{AY} l_{jy}^2) - H m_j + \frac{1}{4} \alpha M_0 (\partial l_j / \partial x_i)^2 \right] + h'_e l_1 l_2 - h'_a (l_{1x} l_{2x} - l_{1y} l_{2y}) \right\} dr. \quad (1)$$

Здесь декартова ось  $z$  параллельна направлению  $C_4$  и перпендикулярна  $\text{CuO}_2$ -плоскостям,  $M_0$  — намагниченность насыщения подрешеток,  $H_e, h'_e$  описывают соответственно однородное внутри- и межслоевое (со штрихом) обменное взаимодействие,  $H_D$  — поле Дзялошинского,  $H_{AZ}, H_{AY}$  — соответственно поля тетрагональной и ромбической анизотропии,  $h'_a$  — поле межплоскостной анизотропии,  $\alpha$  — константа неоднородного обмена,  $H$  — внешнее магнитное поле;  $x_i = x, y, z$ .

В однородном состоянии в отсутствие внешнего магнитного поля при  $\beta_1 = 2(H_{AZ} + H_{AY})/M_0 > 0$ ,  $\beta_2 = 2(H_{AY} + H_D^2 H_e^{-1})/M_0 > 0$ ,  $\delta_y = 2(h'_e + h'_a)/M_0 > 0$  векторы  $l_1, l_2$  коллинеарны оси  $y$  и антипараллельны друг другу [4,5]. В дальнейшем рассмотрим случай, когда напряженность внешнего магнитного поля, лежащая в  $\text{CuO}_2$ -плоскости, перпендикулярна вектору  $l_j$ , т.е.  $H \parallel x$ . При  $H \ll H_e$  равновесное направление  $l_j$  в однородном состоянии не меняется, причем  $m_j$  остается много меньшим  $l_j$ . Описание структуры ДГ удобно проводить в сферической системе координат ( $l_j^2 \approx 1$ )  $l_j = (-1)^{j+1} (\sin \theta_j \cos \varphi_j, \cos \theta_j, \sin \theta_j \sin \varphi_j)$ . Исходя из (1), можно получить систему из четырех уравнений

в переменных  $\theta_j$  и  $\varphi_j$ , которая допускает два частных класса решений. Одному из них ( $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ ) отвечает разворот векторов  $l_j$  в  $\text{CuO}_2$ , т.е.  $xy$ -плоскости. Второму классу решений ( $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi/2$ ) соответствует разворот векторов  $l_j$  в  $xz$ -плоскости. В случае отсутствия поля каждому классу решений соответствуют два типа ДГ, отличающихся законом поворота спинов. Поворот спинов в доменной стенке может происходить с нарушением и без нарушения антипараллельности векторов антиферромагнетизма  $l_j$ . Внешнее магнитное поле, как показывают расчеты, не меняет закона распределения  $l_j$ , существующего в нулевом поле [5]. Могут меняться только толщина и энергия ДГ. При повороте спинов, происходящем с сохранением антипараллельности, углы  $\theta_j$  меняются по закону

$$\theta_1 = \theta_2 = 2\arctg[\exp(\pi x/x_p)], \quad (2)$$

где  $p = 1A$  при  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ ,  $p = 2A$  в случае  $\varphi_1 = \varphi_2 = \pi/2$ . Зависимость толщины доменной стенки от внешнего поля в таком случае определяется выражениями

$$x_{1A} = \pi(\alpha/(\beta_2 + \chi_{\perp}H^2/M_0^2 + \delta_y - \delta_x))^{1/2},$$

$$x_{2A} = \pi(\alpha/(\beta_1 + \delta_y - \delta_z))^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\delta_x = 2(h'_e - h'_d)/M_0$ ,  $\delta_z = 2h'_e/M_0$ ,  $\chi_{\perp} = 2M_0/H_e$ . При  $H = 0$  ДГ, описываемые (2), т.е. с индексом  $A$ , были названы акустическими [4].

В двух доменных стенках, в которых нарушается антипараллельность  $l_j$  ( $\theta_1 = -\theta_2$ ), возрастает обменная энергия, и такие ДГ ( $1E$ ,  $2E$ ) были названы обменными [4]. В них распределение  $\theta_1$  определяется также выражением вида (2). Только в этом случае толщины доменных границ, как показывают расчеты, равны

$$x_{1E} = \pi(\alpha/(\beta_2 + \chi_{\perp}H^2/M_0^2 + \delta_y + \delta_x))^{1/2},$$

$$x_{2E} = \pi(\alpha/(\beta_1 + \delta_y + \delta_z))^{1/2}. \quad (4)$$

Из (3) и (4) видно, что толщины доменных стенок  $1A$  и  $1E$  (с поворотом спинов в  $xy$ -плоскости) с ростом напряженности магнитного поля уменьшаются, а толщины стенок  $2A$  и  $2E$  (с поворотом спинов в  $yz$ -плоскости) не зависят от поля.

Величина энергии  $180^\circ$  ДГ обратно пропорциональна ее толщине, т.е.  $E_p = 4\pi M_0^2 \alpha/x_p$  ( $p = 1A, 1E, 2A, 2E$ ). Анализ показывает, что энергии двух доменных стенок ( $1A, 1E$ ), в которых спины поворачиваются в  $\text{CuO}_2$ -плоскости, возрастают с увеличением напряженности магнитного поля. В случае двух других типов ДГ ( $2A, 2E$ ), в которых спины поворачиваются в плоскости, параллельной оси  $C_4$  и перпендикулярной направлению внешнего магнитного поля, поверхностная энергия стенок не зависит от поля.

Во всем образце вдоль магнитного поля появляется результирующая намагниченность, равная  $M_x = 4M_0H/H_e$ .

Другие компоненты намагниченности в случае всех доменных стенок, кроме ДГ- $2E$ , равны нулю. В объеме ДГ- $2E$  существует намагниченность вдоль оси  $y$ , равная  $M_y = (4M_0H_D/H_e) \text{ch}^{-1}(\pi x/x_{2E})$ . Это обстоятельство, по-видимому, может быть использовано для обнаружения ДГ- $2E$ . Такая доменная стенка должна прийти в движение в градиентном магнитном поле.

## 2. Спин-переориентационные переходы в доменной границе

Переходим к рассмотрению вопроса устойчивости различных типов ДГ и фазовых переходов в доменной стенке, индуцированных внешним магнитным полем. Устойчивость ДГ может быть определена из анализа второй вариации энергии (1).

Проанализируем условия устойчивости одного из четырех типов ДГ, например  $1A$ . Такая стенка, как показывает анализ, устойчива при

$$\beta_1 - \beta_2(H) + \delta_x - \delta_z \geq 0, \quad (5)$$

$$\beta_1 - \beta_2(H) + \delta_x + \delta_z \geq 0, \quad (6)$$

$$s - (\beta_2(H) - \delta_x - \delta_y)/(\beta_2(H) - \delta_x + \delta_y) \geq 0, \quad (7)$$

где

$$\beta_2(H) = \beta_2 + \chi_{\perp}(H/M_0)^2, \quad s = (\sqrt{1 + 4\Delta_{1A}} - 1)/2,$$

$$\Delta_{1A} = 2\beta_2(H)/(\beta_2(H) - \delta_x + \delta_y). \quad (8)$$

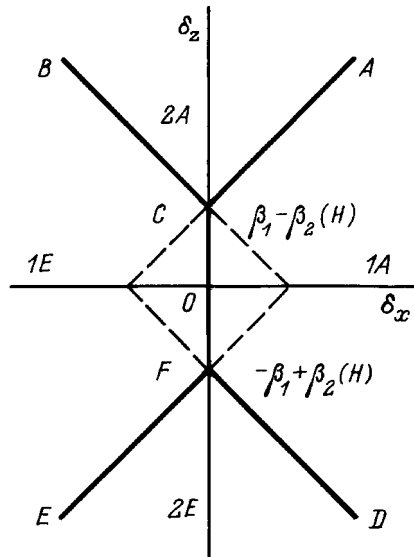
Равенства в (5)–(7) соответствуют линиям потери устойчивости ДГ. Аналогичные условия можно получить и для других типов доменных стенок. На рис. 1, 2 изображены области устойчивости различных ДГ на  $(\delta_x\delta_z)$ -плоскости. Рис. 1 соответствует случаю полей  $H < H_k$ , рис. 2 —  $H > H_k$ , где

$$H_k = M_0[(\beta_1 - \beta_2)/\chi_{\perp}]^{1/2} = (H_e H_{AZ} - H_D^2)^{1/2}. \quad (9)$$

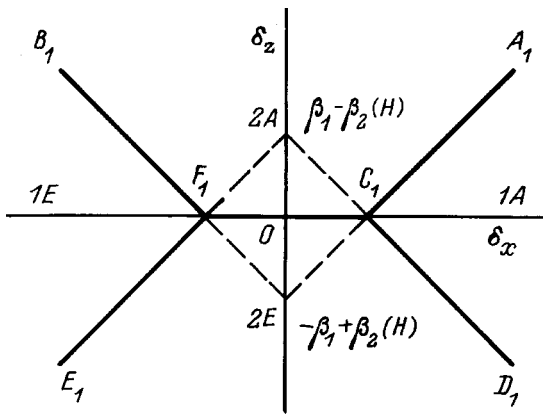
В поле  $H = H_k$  на  $(\delta_x\delta_z)$ -плоскости существует четвертая точка (точка, в которой сходятся области устойчивости четырех типов ДГ), возникающая при слиянии тройных точек  $C$  и  $F$  с  $O$  на рис. 1 ( $C_1$  и  $F_1$  с  $O$  на рис. 2). Существование тройных и четверных точек свидетельствует о том, что ДГ в четырехподрешеточном антиферромагнетике типа  $\text{La}_2\text{CuO}_4$  с термодинамической точки зрения (правило фаз Гиббса) представляет собой многокомпонентную гетерогенную среду, где роли компонент играют внутри- и межплоскостная анизотропия, а также межплоскостное обменное взаимодействие.

При нарушении неравенства (5) происходит потеря устойчивости ДГ- $1A$  и ее переход в ДГ- $2A$  (линия  $AC$  на рис. 1,  $A_1C_1$  на рис. 2). Поле перехода равно

$$H_1 = H_k \left( 1 + \frac{\delta_x - \delta_z}{\beta_1 - \beta_2} \right)^{1/2}. \quad (10)$$



**Рис. 1.** Фазовые диаграммы устойчивости доменных стенок при  $H < H_k$ . В области, ограниченной штриховыми линиями, устойчивы два типа ДГ: 1А и 1Е.



**Рис. 2.** Фазовые диаграммы устойчивости доменных стенок при  $H > H_k$ . В области, ограниченной штриховыми линиями, устойчивы два типа ДГ: 2А и 2Е.

В случае нарушения неравенства (6) имеет место переход ДГ-1А в ДГ-2Е (линия  $FD$  на рис. 1,  $C_1D_1$  на рис. 2). Поле такого перехода  $H_2$  может быть представлено в виде

$$H_2 = H_k \left( 1 + \frac{\delta_x + \delta_z}{\beta_1 - \beta_2} \right)^{1/2}. \quad (11)$$

Отметим, что поле перехода ДГ-1Е в ДГ-2А (ДГ-2Е) можно получить заменой в  $H_1(H_2)$  параметра  $\delta_x$  на  $-\delta_x$ .

Такие перестройки структуры ДГ можно рассматривать как своеобразные спин-переориентационные переходы, происходящие только в доменной стенке. Эти переходы, как показано в случае редкоземельных ортоферритов [11], могут происходить путем фазового перехода как первого, так и второго родов. Следует отметить, что

для определения характера фазового перехода в случае выше рассмотренных видов перестройки структуры ДГ необходим учет в (1) слагаемых, пропорциональных четвертой степени компонентов  $l_j$ . Значения полей фазовых переходов при  $H_{AZ} \gg h'_e h'_a$  близки к  $H_k$ . Оценки в случае антиферромагнетика  $\text{La}_2\text{CuO}_4$ , согласно данным [13], показывают, что  $H_k \approx 5 \cdot 10^3$  Ое, а значения полей фазовых переходов должны лежать в интервале  $10^3 - 10^4$  Ое.

Теперь рассмотрим переход ДГ-1А в ДГ-1Е. При  $H < H_k$  этот переход осуществляется путем фазового перехода первого рода (линия  $CF$  на рис. 1) при  $\delta_x = 0$ . В случае  $H > H_k$  ситуация сильно изменяется и переход ДГ-1А в ДГ-1Е может происходить через ДГ-2А ( $\delta_z > 0$ ) или ДГ-2Е ( $\delta_z < 0$ ) (см. рис. 2). Наконец, проанализируем переход ДГ-2А в ДГ-2Е. При  $H < H_k$  такой переход может осуществляться только через ДГ-1А ( $\delta_x > 0$ ) или ДГ-1Е ( $\delta_x < 0$ ). В случае  $H > H_k$  перестройка структуры ДГ-2А в ДГ-2Е происходит как фазовый переход первого рода (линия  $F_1C_1$  на рис. 2) при  $\delta_z = 0$ . Итак, при критическом поле  $H_k$ , соответствующем четверной точке на  $(\delta_x \delta_z)$ -плоскости, может измениться характер фазовых переходов.

Следует указать также и на возможность обнаружения магнитного фазового перехода в доменной стенке. Перестройка структуры ДГ может быть обнаружена путем исследования зависимости восприимчивости образца от внешнего магнитного поля. При приближении  $H$  к полям фазового перехода, как было показано в случае ортоферритов [11], восприимчивость должна возрастать. Таким методом экспериментально был обнаружен фазовый переход в ДГ коллинеарного антиферромагнетика [12].

Таким образом, проведенные исследования показывают, что с увеличением напряженности внешнего магнитного поля при некоторых критических значениях ДГ с поворотом спинов в  $\text{CuO}_2$ -плоскости теряют свою устойчивость. Происходит перестройка структуры ДГ, которую можно рассматривать как своеобразный спин-переориентационный переход. Характер этих переходов может измениться при некотором поле, равном полю существования четверной точки, т.е. точки, в которой сходятся области устойчивости четырех типов ДГ. Выше полей фазовых переходов устойчивыми становятся ДГ с поворотом спинов в плоскости, параллельной оси  $S_4$  и перпендикулярной магнитному полю. В результате этого с ростом напряженности внешнего магнитного поля, параллельной  $\text{CuO}_2$ -плоскости и перпендикулярной направлению векторов антиферромагнетизма в доменах, области устойчивости ДГ-1А и ДГ-1Е на  $(\delta_x \delta_z)$ -плоскости сужаются, а области устойчивости ДГ-2А и ДГ-2Е расширяются.

Работа поддержана грантом МОПО РФ в области фундаментального естествознания.

## Список литературы

- [1] А.С. Боровик-Романов, А.И. Буздин, Н.М. Крейнс, С.С. Кротов. Письма в ЖЭТФ **47**, *11*, 600 (1988).
- [2] В.Г. Барьяхтар, В.М. Локтев, Д.А. Яблонский. Препринт ИТФ-88-81Р. Киев (1988).
- [3] Б.И. Белевцев, Н.В. Далакова, А.С. Панфилов. ФНТ **23**, *4*, 375 (1997).
- [4] В.Г. Барьяхтар, А.Л. Сукстанский, Д.А. Яблонский. ФТТ **32**, *4*, 1231 (1990).
- [5] А.Л. Сукстанский. Препринт ДонФТИ-90-20. Донецк (1990).
- [6] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ФНТ **20**, *2*, 142 (1994).
- [7] В.Н. Криворучко, Т.Е. Примак. ФНТ **19**, *8*, 871 (1993).
- [8] А.В. Залесский, А.М. Саввинов, И.С. Желудев, А.Н. Иващенко. ЖЭТФ **68**, *4*, 1449 (1975).
- [9] А.Н. Богданов, В.А. Галушко, В.Т. Телепа, Д.А. Яблонский. Письма в ЖЭТФ **40**, *11*, 453 (1984).
- [10] А.Н. Богданов, В.Г. Телепа, П.П. Шатский. Д.А. Яблонский. ЖЭТФ **90**, *5*, 1738 (1986).
- [11] М.А. Шамсутдинов, М.М. Фарзтдинов, А.А. Халфина. ФТТ **31**, *2*, 112 (1989).
- [12] А.Н. Богданов, А.И. Пузыня. ФТТ **38**, *7*, 2072 (1996).
- [13] В.Е. Катаев, Е.Ф. Куковицкий, Ю.И. Таланов, Г.Б. Тейтельбаум. Письма в ЖЭТФ **48**, *2*, 96 (1988).