В составе x -0.7 (интервал 3), по-видимому, происходит образование микродоменов другого типа, имеющих спонтанную намагниченность. На нейтронограммах этого состава при 4.2 K не выявлено магнитного рассеяния нейтронов [2], однако магнитные измерения четко указывают на фазовый переход (рис. 2). По-видимому, при 100 K микродомены переходят в парамагнитное состояние. Переход очень резкий, что может быть в случае высокой степени упорядочения ионов меди и марганца в микродоменах. В $x=0.8$ (интервал 4) кластеры с неупорядоченным расположением ионов меди и марганца достигают критических размеров и обусловливают второй размытый фазовый переход, температура которого сильно зависит от концентрации меди (рис. 3). В составе $x=1$ наблюдалось когерентное магнитное рассеяние нейтронов [1], обусловленное фазой с неупорядоченным расположением ионов в подрешетках. Величины аномалии магнитных свойств в образцах $0.8 \leqslant x \leqslant 1.3$ при 40 и 100 K резко уменьшаются с ростом концентрации меди, однако остаются заметными в $x=1.3$.

Список литературы

[1] Troyanchuk I. O., Bashkirov L. A., Balyko L. V. // Phys. St. Sol. (a). 1985. V. 89. N 2. P. 601—609.

[2] Troyanchuk I. O., Chernyi A. S., Shapovalova E. F. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 112. N 1. P. 155—160.

[3] Троянчук И. О., Черный А. С., Зонов Ю. Г. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 193—197.

[4] Коллонг Р. Нестехиометрия. М.: Мир, 1974. 288 с.

Институт физики твердого тела и полупроводников
АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
25 июля 1989 г.

УДК 538.224

© Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 4, 1990

ЭФФЕКТИВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ И ДОМЕННЫЕ ГРАНИЦЫ В La_2CuO_4

В. Г. Барьяхтар, А. Л. Сукстанский, Д. А. Яблонский

В последнее время резко возрос интерес к исследованию магнитных свойств кристаллов типа La_2CuO_4, $YBa_2Cu_3O_6$ и т. д., которые при некоторой вариации химического состава проявляют свойства высокотемпературной сверхпроводимости. В работах [1-3] на основе симметрийных соображений была построена свободная энергия магнитной подсистемы в La_2CuO_4 и подробно изучены различные однородные фазы, которые могут реализоваться в магнетике при тех или иных значениях его параметров и внешнего магнитного поля. Кроме того, в [2, 3] были рассмотрены линейные возбуждения в La_2CuO_4 и найдены частоты и поляризации различных ветвей спектра спиновых волн.

В настоящей работе анализируются более сложные, нелинейные возбуждения магнитной подсистемы в La_2CuO_4 — доменные границы (ДГ). В частности, предсказывается существование так называемых обменных ДГ (см. ниже).

La_2CuO_4 представляет собой четырехподрешеточный антиферромагнетик (АФМ) с резкой пространственной анизотропией обменного и релятивистских взаимодействий: все взаимодействия внутри CuO_2-плоскостей значительно превышают соответствующие взаимодействия между плоскостями. Поэтому для описания такого АФМ удобно ввести вектор слабого ферромагнетизма ($\mathbf{m}_{1,2}$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l}_{1,2}$) внутри CuO_2-слоев [2, 3]

$$2M_0\mathbf{m}_{\substack{1\\2}} = \mathbf{M}_{\substack{1\\3}} + \mathbf{M}_{\substack{2\\4}}, \qquad 2M_0\mathbf{l}_{\substack{1\\2}} = \mathbf{M}_{\substack{1\\3}} - \mathbf{M}_{\substack{2\\4}}, \tag{1}$$

где $M_0 = |\mathbf{M}_n|$.[2] В терминах векторов $\mathbf{m}_j$, $\mathbf{l}_j$ $(j=1, 2)$ свободную энергию АФМ W в соответствии с симметрийными свойствами La_2CuO_4 можно записать в виде

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

Здесь α — константа неоднородного обмена, остальные обозначения совпадают с обозначениями работы [3]. В энергии (2) мы опустили малые слагаемые, связанные с неантисимметричным и межплоскостным взаимодействием Дзялошинского, а также слагаемые, квадратичные по векторам $\mathbf{m}_j$.

Обычные уравнения движения для векторов намагниченности подрешеток $\mathbf{M}_n$ (уравнения Ландау—Лифшица) или эквивалентные им уравнения для векторов $\mathbf{m}_j$, $\mathbf{l}_j$ могут быть существенно упрощены, если воспользоваться иерархией взаимодействий, характерной для рассматриваемого АФМ: $H_e \gg H_D \gg H_{AZ}$, H_{AY}, $H_e \gg h_e'$, h_a'. Подобно тому, как это имеет место в двухподрешеточном АФМ и СФМ [4], векторы $\mathbf{m}_j$ можно выразить через векторы $\mathbf{l}_j$. При этом динамика намагниченности АФМ описывается системой двух уравнений для единичных (в рассматриваемом приближении) векторов $\mathbf{l}_j$. Эти уравнения являются вариационными уравнениями для функции Лагранжа $\mathscr{L}\{\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2\}$, которую удобно записать в угловых переменных θ_j, φ_j, параметризующих векторы $\mathbf{l}_j$ $(l_{jz} = (-1)^{j+1}\cos\theta_j$, $l_{jy} + il_{jx} = (-1)^{j+1}\sin\theta_j\exp(i\varphi_j))$,

$$\mathscr{L} = M_0^2 \int d\mathbf{r} \left\{ \sum_j \left[\frac{\alpha}{2c^2}\,(\dot\theta_j^2 + \sin^2\theta_j\dot\varphi_j^2) - \frac{\alpha}{2}\,[(\nabla_\perp\theta_j)^2 + \sin^2\theta_j\,(\nabla_\perp\varphi_j)^2] - \frac{\beta_1}{2}\cos^2\theta_j - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \frac{\beta_2}{2}\sin^2\theta_j\sin^2\varphi_j \right] + \delta_z\cos\theta_1\cos\theta_2 + \sin\theta_1\sin\theta_2\,(\delta_x\sin\varphi_1\sin\varphi_2 + \delta_y\cos\varphi_1\cos\varphi_2)\right\}, \tag{3}$$

где $c^2 = \alpha g^2M_0H_e$; $\beta_1 = 2\,(H_{AZ} + H_{AY})/M_0$, $\beta_2 = (2H_{AY} + H_D^2H_e^{-1})/M_0$ — эффективные константы анизотропии; $\delta_x = 2\,(h_e' - h_a')/M_0$; $\delta_y = 2\,(h_e' + h_a')/M_0$; $\delta_z = 2h_e'/M_0$; $\nabla_\perp = \mathbf{e}_x(\partial/\partial x) + \mathbf{e}_y(\partial/\partial y)$.

Эффективный лагранжиан (3) обобщает аналогичный лагранжиан в двухподрешеточном СФМ и позволяет значительно упростить анализ линейных и нелинейных возбуждений в La_2CuO_4, в частности в статических и движущихся ДГ.

Если $\beta_1 > 0$, $\beta_2 > 0$, $\delta_y > 0$, то в основном однородном состоянии векторы $\mathbf{l}_1$, $\mathbf{l}_2$ коллинеарны оси Y и антипараллельны друг другу $(\theta_{1,\,2} = \pi/2$, $\varphi_{1,\,2} = 0)$. Именно такое основное состояние реализуется в отсутствие внешнего магнитного поля [2, 3].

Анализ эффективных уравнений движения для углов θ_j, φ_j показывают, что на фоне такого основного состояния возможны четыре типа плоских 180-градусных ДГ. В одной из ДГ, которую мы назовем ДГ—XA, векторы $\mathbf{l}_1$ и $\mathbf{l}_2$ вращаются в плоскости (XY), оставаясь антипараллельными друг другу. Статической ДГ—XA отвечает распределение намагниченности $\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$,

$$\varphi_1 = \varphi_2, \qquad \sin\varphi_1 = \mathrm{ch}^{-1}\,\varkappa_{XA}x, \qquad \varkappa_{XA}^2 = (\beta_2 + \delta_y - \delta_x)/\alpha \tag{4}$$

(для конкретности мы считаем, что намагниченность неоднородна вдоль оси X).

В ДГ—XE-типа векторы $\mathbf{l}_1$ и $\mathbf{l}_2$ также вращаются в плоскости (XY), но направления их разворота противоположны. Распределение намагниченности в ДГ—XE подобно (4), но $\theta_1=\theta_2=\pi/2$,

$$\varphi_2=-\varphi_1, \quad \sin\varphi_1=\mathrm{ch}^{-1}\varkappa_{XE}x, \quad \varkappa^2_{XE}=(\beta_2+\delta_y+\delta_x)/\alpha. \tag{5}$$

Две другие ДГ (ДГ—ZA и ДГ—ZE) отличаются соответственно от ДГ—XA и ДГ—XE только плоскостью разворота векторов $\mathbf{l}_j$. Им соответствуют $\varphi_1=\varphi_2=0$ и

$$\text{ДГ—}ZA\text{:}\ \theta_1=\theta_2, \quad \cos\theta_1=\mathrm{ch}^{-1}\varkappa_{ZA}x, \quad \varkappa^2_{ZA}=(\beta_1+\delta_y-\delta_z)/\alpha, \tag{6}$$

$$\text{ДГ—}ZE\text{:}\ \theta_2=\pi-\theta_1, \quad \cos\theta_1=\mathrm{ch}^{-1}\varkappa_{ZE}x, \quad \varkappa^2_{ZE}=(\beta_1+\delta_y+\delta_z)/\alpha. \tag{7}$$

Лоренц-инвариантность лагранжиана (3) позволяет легко получить и структуру движущихся ДГ, для чего в (4)—(7) достаточно сделать замену: $x\to\xi=(x-Vt)(1-V^2/c^2)^{-1/2}$. Энергия всех ДГ равна $E_n=4\alpha M_0^2\varkappa_n(V)$, где $\varkappa_n(V)=\varkappa_n(0)(1-V^2/c^2)^{-1/2}$ — обратная толщина соответствующей ДГ.

В работе [5] была высказана гипотеза, что каждой ветви спиновых волн отвечает свой тип ДГ. В обычных АФМ ДГ, соответствующие обменным ветвям спектра, имеют толщину порядка постоянной решетки, их энергия очень велика и поэтому такие ДГ не реализуются. В La_2CuO_4 обменным ветвям спектра [2, 3] соответствуют ДГ—XE и ДГ—ZE. Так как обменное взаимодействие между CuO_2-слоями мало и сравнимо с энергией анизотропии (δ_x, δ_y, $\delta_z\sim\beta_{1,2}$), то вполне возможна ситуация, в которой могут существовать и даже быть энергетически выгодными именно ДГ—XE или ДГ—ZE, которые по аналогии со спиновыми волнами будем называть обменными ДГ. Анализу устойчивости всех типов ДГ будет посвящена отдельная работа.

Список литературы

[1] Боровик-Романов А. С., Буздин А. И., Крейнес Н. М. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 11. С. 600—603.
[2] Барьяхтар В. Г., Локтев В. М., Яблонский Д. А. // СФХТ. 1989. Т. 2. № 1. С. 16—31.
[3] Барьяхтар В. Г., Локтев В. М., Львов В. А. и др. // Препринт ИТФ-89-20Р. 1989. 17 с.
[4] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // ЖЭТФ. 1980. Т. 78. № 4. С. 1509—1522.
[5] Барьяхтар В. Г., Иванов Б. А., Сукстанский А. Л. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т. 27. № 2. С. 226—229.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
27 июля 1989 г.

УДК 535.323

© Физика твердого тела, том 32, № 4, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 4, 1990

ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В K_2ZnCl_4

Н. А. Романюк, В. М. Габа, В. И. Стадник

Кристалл K_2ZnCl_4 претерпевает такую последовательность ФП: параэлектрическая, P_{nma} ($T=553$ K) → несоразмерная, $\mathbf{q}=(1-\delta)\,\mathbf{a}^*/3$ ($T_{c1}=403$) → сегнетоэлектрическая, P_{n2_a} ($T_{c2}=?$) низкотемпературная фаза. Последнему низкотемпературному фазовому переходу (НТФП) сейчас уделяется значительное внимание, и тем не менее пока нет однозначности по температуре самого перехода и его природе.