

# Магнитоотрицательная и магнитоупругая механизмы обратимого поведения магнитосопротивления в слоистых антиферромагнетиках

Е. В. Гомонай, В. М. Локтев

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,  
пр. Перемоги, 37, Киев, 03056, Украина  
E-mail: HelenGomonaj(malyshen@ukpack.net)

Статья поступила в редакцию 18 января 2001 г.

Предложена теоретическая модель для описания обратимого поведения магнитосопротивления слабодопированных купратов  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  во внешнем магнитном поле в широком диапазоне температур. В основе модели лежит предположение о магнитоупругом механизме формирования доменной структуры коллинеарного антиферромагнетика за счет дальнедействующих полей «раздвоения», обусловленных различием упругих свойств объема и поверхности. Установлен закон соответственных состояний в приведенных переменных магнитосопротивления, внешнего магнитного поля и температуры, а также температурная зависимость поля монодоменизации. Полученные теоретические зависимости описывают в комплексе наблюдающиеся особенности магнитосопротивления  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  и находятся в количественном соответствии с экспериментальными данными.

Запропоновано теоретичну модель для опису оборотної поведінки магнітоопору слабодопованих купратів  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  в зовнішньому магнітному полі в широкому діапазоні температур. В основі моделі знаходиться припущення про магнітопружний механізм формування доменної структури колінеарного антиферромагнетика за рахунок далекодіючих полів «роздвійнікування», обумовлених різницею між пружними властивостями об'єму і поверхні. Встановлено закон відповідних станів в зведених змінних магнітоопору, зовнішнього магнітного поля і температури, а також температурна залежність поля доменізації. Одержані температурні залежності описують в комплексі спостережувані особливості магнітоопору  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  і знаходяться у кількісній відповідності з експериментальними даними.

PACS: 75.50.Ee, 75.60.Ch, 74.72.Bk

## Введение

Магнитоотрицательная сверхпроводников — важное и широко изучаемое явление, наблюдающееся как в низко-, так и в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) (см., например, обзор [1]). В ВТСП она имеет свои особенности, состоящие в том, что соответствующие соединения в исходных (недопированных) и слабодопированных фазах являются магнитными системами и тем самым взаимодействуют их магнитной и упругой подсистем аналогично обычным магнетикам. Именно эффектам магнитоотрицательности в слабодопированных ВТСП посвящена настоящая работа, в которой делается попытка описать особенности поведения магнитосопротивления (МС), наблюдавшиеся в слоистых коллинеарных антиферромагнетиках (АФМ) под действием внешнего магнитного поля.

Богатый экспериментальный материал [2–5], полученный на соединениях типа  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ , где  $R$  — редкоземельный элемент, указывает на следующие особенности полевой зависимости МС в области концентраций  $x < 6,4$ , при которых наблюдается АФМ порядок. Во-первых, когда внешнее магнитное поле приложено в плоскости  $ab$ , величина магнитосопротивления существенно зависит от взаимной ориентации направлений измерения тока и внешнего поля, т.е. возникает анизотропия магнитосопротивления (АМС), причем как в больших, так и в малых (менее 5 Тл) полях. Во-вторых, зависимость магнитосопротивления от величины внешнего поля является квадратичной, и изотропная часть МС меняется достаточно плавно во всем исследованном диапазоне полей, а АМС существенно увеличивается вплоть

до некоторого характерного поля порядка 3–5 Тл, далее вообще перестает меняться. И наконец, после выключения внешнего магнитного поля изотропия магнитосопротивления практически полностью восстанавливается, хотя при низких температурах и остается некая АМС. Следует также отметить, что при высоких температурах проводимость исследованных образцов, согласно работе [2], имеет металлический характер.

Теоретические объяснения наблюдаемых особенностей в поведении МС весьма разнообразны. Некоторые исследователи считают, что основную роль в поведении магнитосопротивления играют страйпы и их перестройка под действием внешнего поля [3,6]. Другие полагают, что причину аномалий следует искать в эффективном переносе дырок через низколежащие возбужденные состояния кислорода [7]. Наконец, в [2,4,8] было высказано предположение об индуцированной внешним магнитным полем обратимой перестройке доменной структуры (ДС), состоящей из областей с различными направлениями вектора антиферромагнетизма, и о ее влиянии на анизотропию МС. В пользу последнего механизма свидетельствуют эксперименты по наблюдению ДС с помощью электрон-спинового резонанса [4,9] и нейтронной дифракции [10].

Целью настоящей работы является построение феноменологической модели для описания термодинамически обратимого поведения доменной структуры легкоплоскостного коллинеарного АФМ во внешнем магнитном поле и интерпретация на ее основе особенностей магнитосопротивления слабодопированных купратов  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ .

### Феноменологическое описание МС АФМ

Для изучения зависимости тензора электросопротивления  $\hat{\rho}$  от внешнего магнитного поля  $\mathbf{H}$  представим его компоненты в виде разложения по степеням намагниченностей подрешеток с учетом условий симметрии Онзагера. Соединения  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  с низким содержанием кислорода ( $x < 6,4$ ) при температурах, превышающих температуру Нееля, обладают кристаллической структурой, близкой к тетрагональной, со слабыми орторомбическими искажениями. Температура Нееля зависит от содержания кислорода и меняется в широких пределах, например,  $T_N = 195$  К для  $R = \text{Tm}$ ,  $x = 6,3$  [2] и  $T_N = 250$  К для  $R = \text{Y}$ ,  $x = 6,35$  [10]. Магнитная структура соответствует коллинеарному АФМ, магнитные моменты подрешеток в котором могут быть направлены как вдоль [100], так и вдоль [010] в плоскости  $ab$ , и в пренебрежении слабым межслоевым обменом аде-

кватно описывается двухподрешеточной моделью, характеризуемой векторами ферро-,  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2$ , и антиферромагнетизма  $\mathbf{L} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$  (где  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$  — намагниченности подрешеток). Без учета слабых орторомбических искажений симметрия парамагнитной фазы описывается точечной группой  $D_{4h}$ . Запишем инвариантное относительно операций этой группы разложение компонент тензора электросопротивления:

$$\begin{aligned} \rho_{XX}(\mathbf{H}) &= \rho_{aa}^{(0)} + \eta_{11}^L L_X^2 + \eta_{12}^L L_Y^2 + \\ &+ \eta_{111}^L L_X^4 + 2\eta_{112}^L L_X^2 L_Y^2 + \eta_{122}^L L_Y^4 + \dots, \\ \rho_{YY}(\mathbf{H}) &= \rho_{bb}^{(0)} + \eta_{12}^L L_X^2 + \eta_{11}^L L_Y^2 + \\ &+ \eta_{122}^L L_X^4 + 2\eta_{112}^L L_X^2 L_Y^2 + \eta_{111}^L L_Y^4 + \dots, \\ \rho_{ZZ}(\mathbf{H}) &= \rho_{cc}^{(0)} + \eta_{31}^L (L_X^2 + L_Y^2) + 2\eta_{312}^L L_X^2 L_Y^2 + \dots, \\ \rho_{XY}(\mathbf{H}) &= \eta_{66}^L L_X L_Y + \dots, \end{aligned} \quad (1)$$

где введены следующие обозначения:  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  — координатные оси, выбранные соответственно вдоль кристаллографических направлений [100] ||  $\mathbf{a}$ , [010] ||  $\mathbf{b}$  и [001] ||  $\mathbf{c}$ ;  $\rho_{aa}^{(0)} = \rho_{bb}^{(0)} \neq \rho_{cc}^{(0)}$  — компоненты тензора сопротивления в парамагнитной фазе в отсутствие внешнего поля;  $\hat{\eta}^L$  — феноменологические коэффициенты, являющиеся тензорами 4-го и 6-го рангов, записанными в обозначениях Фойхта. В выражениях (1) мы опустили слагаемые, содержащие компоненты вектора ферромагнетизма (ФМ)  $\mathbf{M}$ , поскольку их учет при условии постоянства модулей намагниченностей подрешеток сводится к перенормировке соответствующих коэффициентов  $\hat{\eta}^L$ . В дальнейшем будем считать эти величины перенормированными и уберем индекс  $L$ .

Зависимость МС от внешнего магнитного поля определяется из выражения (1) с помощью чувствительных к внешнему полю величин  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{M}$ . В случае, если образец разбит на домены с различными ориентациями АФМ векторов, выражение (1) нужно усреднить по объему кристалла. Таким образом, следующим этапом является вычисление зависимости АФМ вектора от внешнего магнитного поля с учетом неоднородной структуры кристалла.

**Равновесная ДС коллинеарного АФМ во  
внешнем магнитном поле**

Выражения для магнитной, магнитоупругой и упругой энергий легкоплоскостного АФМ  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  имеют соответственно вид

$$F_M = 4M_0^2 \int dV \left[ \frac{1}{2} J m^2 + \frac{1}{2} \beta^{(2)} l_Z^2 - 4M_0^2 \beta_{\perp}^{(4)} (l_X^4 + l_Y^4) - mH/2M_0 \right], \quad (2)$$

$$F_{ME} = 4M_0^2 \int dV \left[ \lambda_1 (u_{XX} - u_{YY}) (l_X^2 - l_Y^2) + 4\lambda_2 u_{XY} l_X l_Y \right], \quad (3)$$

$$F_E = \int dV \left[ \frac{1}{2} c' (u_{XX} - u_{YY})^2 + 2c_{66} u_{XY}^2 \right], \quad (4)$$

где  $M_0(T)$  – зависящая от температуры величина спонтанной намагниченности подрешетки; константа  $J$  описывает внутривекторное обменное взаимодействие;  $\beta^{(2)}$ ,  $\beta_{\perp}^{(4)}$  – положительно определенные константы легкоосной и легкоплоскостной анизотропии соответственно;  $\mathbf{l} = \mathbf{L}/2M_0$ ,  $\mathbf{m} = \mathbf{M}/2M_0$  – безразмерные векторы АФМ и ФМ;  $\mathbf{H}$  – внешнее магнитное поле;  $\lambda_{1,2}$  – константы анизотропной магнитострикции;  $\hat{u}$  – тензор деформаций;  $c' \equiv (c_{11} - c_{12})/2$ ,  $c_{66}$  – модули сдвига в легкой плоскости для тетрагонального кристалла, мы пренебрегли слагаемыми, несущественными для дальнейшего рассмотрения, в частности, содержащими изотропную стрижку обменной природы, которые, хотя и могут превышать соответствующие анизотропные слагаемые на 1–2 порядка, не оказывают влияния на формирование ДС.

Выражения (2)–(4) определяют локальную энергию  $F_{\text{loc}} = F_M + F_{ME} + F_E$ , минимум которой по компонентам магнитных векторов и тензора деформации определяет магнитную структуру бесконечного однородного кристалла. В отсутствие внешних полей (магнитных, механических) легкоплоскостной фазе соответствуют два эквивалентных равновесных решения со взаимно перпендикулярными ориентациями АФМ векторов вдоль осей  $X$  и  $Y$ , которые, в свою очередь, характеризуются различными тензорами спонтанных деформаций; обозначим их как  $X$ - и  $Y$ -домены:

$$X\text{-домен: } l_X^{(0)} = 1, \quad l_Y^{(0)} = l_Z^{(0)} = 0,$$

$$u_{XX}^{(0)} - u_{YY}^{(0)} = -4M_0^2 \lambda_1 / c';$$

$$Y\text{-домен: } l_Y^{(0)} = 1, \quad l_X^{(0)} = l_Z^{(0)} = 0,$$

$$u_{XX}^{(0)} - u_{YY}^{(0)} = 4M_0^2 \lambda_1 / c',$$

причем в обоих доменах  $\mathbf{m}^{(0)} = 0$ ,  $u_{XY}^{(0)} = 0$ .

При наличии внешнего магнитного поля, параллельного плоскости  $XY$ , магнитную структуру кристалла удобно описывать величиной вектора ФМ  $m = |\mathbf{m}|$  и углом  $\varphi \equiv \arctg l_Y/l_X$  между направлением АФМ вектора и осью  $X$ . С учетом сказанного выше в нулевом поле  $X$ -домену соответствует  $\varphi = 0$ , а  $Y$ -домену –  $\varphi = \pi/2$ . В полях, существенно меньших обменных,  $H \ll 2M_0 J$ ,  $m$  выражается через  $\varphi$ :  $m = -H \sin(\varphi - \psi)/2M_0 J$ , где  $\psi = \arctg H_Y/H_X$  – угол между направлением внешнего поля и осью  $X$ , а  $|\mathbf{l}| \approx 1$  (с точностью до слагаемых порядка  $m^2 \propto (H/2M_0 J)^2 \ll 1$ ).

При изучении равновесной структуры ограниченного кристалла наряду с указанной выше локальной энергией (2)–(4) необходимо учесть еще дальнедействующие поля упругого «раздвойничкования», возникающие из-за различия упругих свойств поверхности образца и его объема. Подробный вывод выражения для энергии «раздвойничкования»  $F_{\text{stray}}$ , аналогичной энергии размагничивания в ферромагнетике, приведен в работе [11]. Главный вклад в  $F_{\text{stray}}$  вносят макронапряжения, определяемые спонтанными деформациями, усредненными по всему объему кристалла  $V$ ,  $\langle \hat{u} \rangle \equiv (1/V) \int_V \hat{u}(\mathbf{r}) dV$ , и зависит от формы образца. Для тонкого диска, вырезанного перпендикулярно кристаллографическому направлению  $[001]$  (т.е. параллельно легкой плоскости), энергия «раздвойничкования» имеет вид

$$F_{\text{stray}} = V \left( \frac{1}{2} \alpha' \langle u_{XX} - u_{YY} \rangle^2 + 2\alpha_{66} \langle u_{XY} \rangle^2 \right), \quad (5)$$

где  $\alpha'$ ,  $\alpha_{66}$  – феноменологические константы, определяемые, главным образом, модулями сдвига,  $\alpha' \approx c'$ ,  $\alpha_{66} \approx c_{66}$ .

Таким образом, выражение для свободной энергии  $F$  ограниченного кристалла в расчете на единицу объема (в пренебрежении малым коротковолновым вкладом в энергию «раздвойничкования», о котором будет сказано ниже) имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
\frac{F}{V} = & \sum_{j=1}^4 \xi_j \left\{ -4M_0^4 \beta_{\perp}^{(4)} \cos 4\varphi^{(j)} + \frac{1}{4J} \left[ (H_X^2 - H_Y^2) \cos 2\varphi^{(j)} + 2H_X H_Y \sin 2\varphi^{(j)} \right] + \right. \\
& + 4M_0^2 \left[ \lambda_1 (u_{XX}^{(j)} - u_{YY}^{(j)}) \cos 2\varphi^{(j)} + 2\lambda_2 u_{XY}^{(j)} \sin 2\varphi^{(j)} \right] + \frac{1}{2} c' (u_{XX}^{(j)} - u_{YY}^{(j)})^2 + 2c_{66} (u_{XY}^{(j)})^2 - \mu_j \left. \right\} + \\
& + \frac{1}{2} \alpha' \left[ \sum_{j=1}^4 \xi_j (u_{XX}^{(j)} - u_{YY}^{(j)}) \right]^2 + 2\alpha_{66} \left[ \sum_{j=1}^4 \xi_j u_{XY}^{(j)} \right]^2, \quad (6)
\end{aligned}$$

где введены доли  $\xi_1, \xi_2$  подвижных (т.е. участвующих в перестройке ДС) X- и Y-доменов соответственно, а также доли  $\xi_3, \xi_4$  неподвижных X- и Y-доменов с закрепленными доменными стенками;  $\sum \xi_j = 1$ ,  $\mu_j$  — химпотенциал  $j$ -й фазы, одинаковый для всех сосуществующих фаз. В выражении (6) отсутствует несущественная для данной геометрии образца энергия размагничивания, связанная с возникновением наведенного внешним полем малого магнитного момента в плоскости XY.

Равновесная ДС ограниченного кристалла во внешнем магнитном поле определяется минимизацией выражения (6) по переменным магнитной структуры  $\varphi^{(j)}$  и компонентам тензора деформации  $\hat{u}^{(j)}$ ,  $j = 1, 2, 3, 4$ , а также долям подвижных доменов  $\xi_1, \xi_2$ . Доли неподвижных доменов определяются концентрацией дефектов и в отсутствие внешнего магнитного поля предполагаются одинаковыми и равными  $\xi_3(0) = \xi_4(0) \equiv (1 - \xi)/2$ . Получаем уравнения для параметров ДС:

$$\begin{aligned}
u_{XX}^{(j)} - u_{YY}^{(j)} = & -\frac{4M_0^2 \lambda_1}{c'} \left[ \cos 2\varphi^{(j)} - \frac{\alpha'}{\alpha' + c'} \langle \cos 2\varphi \rangle \right], \\
2u_{XY}^{(j)} = & -\frac{4M_0^2 \lambda_2}{c_{66}} \left[ \sin 2\varphi^{(j)} - \frac{\alpha_{66}}{\alpha_{66} + c_{66}} \langle \sin 2\varphi \rangle \right], \quad (7)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\xi_j \left\{ H_{SF}^2 \sin 4\varphi^{(j)} - 2 \sin 2\varphi^{(j)} \left[ H_X^2 - H_Y^2 + H_{1ME}^2 \langle \cos 2\varphi \rangle \right] + \right. \\
\left. + 2 \cos 2\varphi^{(j)} \left[ 2H_X H_Y + H_{2ME}^2 \langle \sin 2\varphi \rangle \right] \right\} = 0, \\
\mu_j = H_{SF}^2 \cos 4\varphi^{(j)} - 4 \cos 2\varphi^{(j)} \left[ H_X^2 - H_Y^2 + H_{1ME}^2 \langle \cos 2\varphi \rangle \right] - \\
- 4 \sin 2\varphi^{(j)} \left[ 2H_X H_Y + H_{2ME}^2 \langle \sin 2\varphi \rangle \right], \\
j = 1, 2, 3, 4,
\end{aligned}$$

где введены характерные магнитоупругие поля

$$H_{1ME} = 8\lambda_1 M_0^2 \left[ \frac{\alpha' J}{c'(\alpha' + c')} \right]^{1/2},$$

$$H_{2ME} = 8\lambda_2 M_0^2 \left[ \frac{\alpha_{66} J}{c_{66}(\alpha_{66} + c_{66})} \right]^{1/2}$$

и поле спин-флопа

$$H_{SF} = 8M_0^2 \left[ J \left( \beta_{\perp}^{(4)} + \frac{\lambda_1^2}{c'} - \frac{\lambda_2^2}{c_{66}} \right) \right]^{1/2}$$

и подразумевается, что

$$\begin{aligned}
\langle \cos 2\varphi \rangle & \equiv \sum_{j=1}^4 \xi_j \cos 2\varphi^{(j)}, \\
\langle \sin 2\varphi \rangle & \equiv \sum_{j=1}^4 \xi_j \sin 2\varphi^{(j)}.
\end{aligned}$$

Анализ уравнений (7) показывает, что ориентация АФМ векторов внутри доменов определяется эффективным полем  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ :

$$\begin{aligned}
(\mathbf{H}_{\text{eff}} \otimes \mathbf{H}_{\text{eff}})_{XX} - (\mathbf{H}_{\text{eff}} \otimes \mathbf{H}_{\text{eff}})_{YY} = \\
= H_X^2 - H_Y^2 + H_{1ME}^2 \langle \cos 2\varphi \rangle, \quad (8)
\end{aligned}$$

$$(\mathbf{H}_{\text{eff}} \otimes \mathbf{H}_{\text{eff}})_{XY} = H_X H_Y + \frac{1}{2} H_{2ME}^2 \langle \sin 2\varphi \rangle,$$

которое наряду с внешним полем  $\mathbf{H}$  содержит вклад от дальнедействующих полей «раздвойничкования» (слагаемые, содержащие усредненные по образцу значения компонент АФМ векторов). Введенный в (8) значок  $\otimes$  прямого тензорного произведения подчеркивает тензорный характер сопряженного АФМ векторам внешнего параметра  $\mathbf{H} \otimes \mathbf{H}$ , изоморфного (с точки зрения трансформационных свойств) симметричному тензору

упругих напряжений  $\hat{\sigma}$ . Изменение ДС и ориентации АФМ векторов связано с приложением «сдвиговых» компонент указанных тензоров ( $\sigma_{XX} - \sigma_{YY} \propto H_X^2 - H_Y^2$ ,  $\sigma_{XY} \propto H_X H_Y$ ).

В отсутствие внешнего магнитного поля ( $\mathbf{H} = 0$ ) равновесная ДС состоит из одинакового количества  $X$ - и  $Y$ -доменов:  $\xi_1(0) = \xi_2(0) = \xi/2$ ,  $\xi_3(0) = \xi_4(0) \equiv (1 - \xi)/2$ , а эффективное поле обращается в нуль,  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = 0$ .

Внешнее магнитное поле индуцирует в образце как процессы разворота АФМ векторов (вплоть до выстраивания АФМ моментов перпендикулярно внешнему полю,  $\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$ ), так и процессы смещения подвижных доменных границ (вплоть до исчезновения доменов одного типа, скажем  $\xi_1 = 0$ ). Процессы смещения оканчиваются при достижении критического значения поля  $H = H_{MD}(\psi)$ , зависящего как от феноменологических постоянных магнитной и магнитоупругой природы, так и от ориентации внешнего поля (напомним, что угол  $\psi$  определяет направление  $\mathbf{H}$ ):

$$H_{MD}(\psi) = \frac{H_{1ME} \sqrt{(H_{SF}^2 + H_{2ME}^2)\xi}}{\sqrt[4]{(H_{SF}^2 + H_{2ME}^2)^2 \cos^2 2\psi + H_{1ME}^4 \xi^2 \sin^2 2\psi}}. \quad (9)$$

В полях  $H \leq H_{MD}(\psi)$  вследствие смещения доменных границ внутри образца устанавливается эффективное магнитное поле, направленное вдоль [110] ( $H_{\text{eff}}^2 = H_{\text{eff}}^2$ ) (только при выполнении этого условия химпотенциалы доменов  $X$ - и  $Y$ -типа, определяемые последним из уравнений (7), равны). При этом АФМ векторы в разных доменах направлены симметрично по отношению к [110], так что

$$\varphi_{1,3} = \pi/2 - \varphi_{2,4} = -\frac{1}{2} \arcsin \frac{2H_X H_Y}{H_{SF}^2 + H_{2ME}^2}. \quad (10)$$

Доля доменов с подвижными стенками зависит от величины и направления внешнего поля следующим образом:

$$\xi_{1,2}(\mathbf{H}) = \frac{\xi}{2} \mp \frac{(H_{SF}^2 + H_{2ME}^2)(H_X^2 - H_Y^2)}{2H_{1ME}^2 \sqrt{(H_{SF}^2 + H_{2ME}^2)^2 - 4H_X^2 H_Y^2}}. \quad (11)$$

Для анализа магнитной структуры образца в широком интервале полей рассмотрим сначала два предельных случая.

Внешнее поле направлено вдоль одной из «легких» осей АФМ ( $H_X = H$ ,  $H_Y = 0$ ). В этом случае эффективное поле в образце равно нулю ( $\mathbf{H}_{\text{eff}} = 0$ ) и ориентация АФМ векторов вдоль легких направлений в  $X$ - и  $Y$ -доменах сохраняется вплоть до достижения критического значения внешнего поля  $H_{1cr} = H_{MD}(0) = \sqrt{\xi} H_{1ME}$  (см. формулу (9)). При этом при увеличении  $H$  происходят только процессы смещения доменных границ, а скачкообразного изменения ориентации АФМ вектора, характерного для спин-флоп перехода, не происходит, в полях  $0 < H < H_{MD}(0)$  образец находится в промежуточном состоянии, характеризуемом сосуществованием  $X$ - и  $Y$ -доменов. При наличии в образце доменов с неподвижными доменными стенками ( $\xi < 1$ ) в поле  $H = H_{2cr} \equiv \sqrt{H_{SF}^2 + H_{MD}^2(0)}$  в доменах с  $j = 3$  должен наблюдаться спин-флоп переход, после чего образец становится монодоменным:  $\xi_1 = \xi_3 = 0$ ,  $\xi_2 = \xi$ ,  $\xi_4 = 1 - \xi$ . Дальнейшее изменение магнитной структуры образца связано с процессами взаимного разворота магнитных моментов подрешеток и, соответственно, с ростом намагниченности  $m \propto H/2M_0 J$ .

Внешнее поле направлено вдоль «трудной» оси [110] ( $H_X = H_Y = H/\sqrt{2}$ ). В этом случае происходят только процессы вращения, поскольку, согласно формуле (11),  $\xi_1 = \xi_2 = \xi/2$ . Монодоменизация происходит при достижении критического поля  $H = H_{MD}(\pi/4) = \sqrt{H_{SF}^2 + H_{2ME}^2}$ , при котором АФМ векторы во всех доменах направлены перпендикулярно внешнему полю, т.е. вдоль  $[1\bar{1}0]$ , а эффективное поле в точности совпадает по величине с полем спин-флопа  $H_{SF}$ . Наличие доменов с закрепленными стенками не вносит дополнительных особенностей, поскольку при данной ориентации поля смещение доменных границ отсутствует.

При произвольной ориентации внешнего поля частичная монодоменизация (исчезновение одного типа доменов с подвижными стенками) происходит при  $H_{cr} = H_{MD}(\psi)$  (см. (9)), а вот полный разворот  $\mathbf{L}$  до направления, перпендикулярного внешнему полю, не достигается. Однако при достаточно больших значениях поля  $H \geq H_{MD}$  определяющую роль в установлении магнитной структуры кристалла будет играть увеличение ФМ момента, а влиянием слабой (по сравнению с обменными слагаемыми) анизотропии можно пренебречь. В этой области полей

$$\forall j \varphi^{(j)} \approx \psi + \pi/2; \quad m = \frac{H}{2M_0 J}. \quad (12)$$

Описанное поведение ДС слабодопированных купратов  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  во внешнем магнитном поле аналогично поведению ДС в слоистом АФМ  $\text{CoCl}_2$ , рассмотренном в [12], с той лишь разницей, что за счет наличия трех типов доменов (а не двух, как в  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ) эффективное поле в образце может обращаться в нуль при произвольной ориентации внешнего поля вплоть до достижения последним критического значения  $H_{MD} \propto H_{ME}$ .

Предложенная выше модель основана на концепции «размороженной» решетки, которая успевает придти в термодинамическое равновесие с магнитной подсистемой и обеспечивает полную обратимость при введении–выведении внешнего поля. В реальных экспериментах степень обратимости сильно зависит от подвижности доменных стенок и соотношения между временем переключения внешнего поля  $\tau_H$  и временем релаксации магнитоэластических деформаций  $\tau_{\text{strain}}$ . В случае медленного изменения поля ( $\tau_H \gg \tau_{\text{strain}}$ ) решетка может считаться полностью «размороженной» и поведение ДС обратимо, как, например, в экспериментах в [3] при температурах выше 20 К и в [13] в широком диапазоне температур ниже температуры Нееля. Наблюдающийся при этом слабый гистерезис может быть обусловлен необходимостью преодолевать «трудное» направление при переориентации вектора АФМ в процессе уменьшения поля (если направление поля близко к легкой оси). В другом предельном случае  $\tau_H \ll \tau_{\text{strain}}$  наведенная полем магнитоэластика частично «заморожена», т.е. содержит остаточную деформацию  $\hat{u}^{\text{froz}}$ . Это приводит к понижению величины поля монодоменизации при выводе внешнего поля, что может быть легко учтено соответствующей заменой в выражении (8):

$$\begin{aligned} H_X^2 - H_Y^2 &\rightarrow H_X^2 - H_Y^2 + 16M_0^2 J \lambda_1 (u_{XX}^{\text{froz}} - u_{YY}^{\text{froz}}), \\ H_X H_Y &\rightarrow H_X H_Y + 16M_0^2 J \lambda_2 u_{XY}^{\text{froz}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Такая перенормировка проявляется в возникновении гистерезиса, величина которого  $\delta H_{\text{hyst}} \propto 4M_0 u^{\text{froz}} \sqrt{J\lambda}$ .

### Устойчивость полидоменной АФМ структуры

Как показано в предыдущем разделе, возникновение термодинамически равновесной ДС коллинеарного АФМ обеспечивает локальный минимум термодинамического потенциала Гиббса с учетом дальнедействующих полей макронапряжений (5). Однако возникает вопрос: а действительно ли возникновение неоднородного состояния

АФМ приводит к понижению энергии образца в целом? В отсутствие внешнего магнитного поля разность между свободной энергией образца с ДС,  $F_{\text{poly}}$ , и однородно-деформированного образца,  $F_{\text{mono}}$ , определяется отрицательным вкладом из-за уменьшения энергии «раздвойникового» (см. выражение (6)) и положительным вкладом из-за неоднородного распределения АФМ векторов и деформаций в кристалле,  $F_{\text{inh}}$ :

$$F_{\text{poly}} - F_{\text{mono}} = -V \frac{8M_0^4 \lambda_1^2 \alpha'}{c'^2} + F_{\text{inh}}. \quad (14)$$

Для того чтобы оценить величину каждого из слагаемых, рассмотрим простую модель ДС, состоящую из чередующихся плоскопараллельных пластин доменов типа  $X$  и  $Y$ , предполагая, что внутри домена распределение деформации и АФМ векторов однородно даже вблизи поверхности образца. Образец по-прежнему считаем тонким диском радиусом  $R$  и толщиной  $d$ , период доменной структуры обозначим  $d_{DS}$ . В этом случае  $F_{\text{inh}}$  включает в себя коротковолновый вклад энергии «раздвойникового» [11]

$$F_{\text{ch}} = \pi R^2 d_{DS} \xi_1 \xi_2 \frac{16M_0^4 \lambda_1^2}{c'} \cos \theta, \quad (15)$$

где  $\theta$  — угол между поверхностью образца и плоскостью доменной стенки, и энергию доменных границ

$$F_{DW} = 8M_0^3 \frac{\pi R^2 d}{d_{DS}} \left[ \gamma \left( \beta_{\perp}^{(4)} + \frac{\lambda_1^2}{c'} - \frac{\lambda_2^2}{c_{66}} \right) \right]^{1/2}, \quad (16)$$

где  $\gamma$  — константа неоднородного обмена. Выражение (15) получено подстановкой равновесных значений  $\varphi^{(j)}$ ,  $\hat{u}^{(j)}$  в формулу (19) из [11] для энергии «раздвойникового» периодической ДС, а (16) основано на общеизвестном выражении для энергии доменной стенки.

Поскольку энергия «раздвойникового» (15) растет с увеличением периода доменной структуры, а суммарная энергия доменных границ при этом (16) уменьшается, имеется оптимальное значение периода, минимизирующее  $F_{\text{inh}} = F_{\text{ch}} + F_{DW}$ :

$$d_{DS}^{\text{opt}} = \left( \frac{x_0 d}{\xi_1 \xi_2 \cos \theta} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где введена толщина доменной стенки

$$x_0 = \left( \frac{\gamma}{4M_0^2(\beta_{\perp}^{(4)} + \lambda_1^2/c' - \lambda_2^2/c_{66})} \right)^{1/2} \sim \left( \frac{\gamma c'}{4M_0^2 \lambda_1^2} \right)^{1/2} \quad (18)$$

в предположении, что  $\beta_{\perp}^{(4)} \leq \lambda_1^2/c'$ . Подставляя (17) в (15), (16) и (14), получаем, что

$$F_{\text{poly}} - F_{\text{mono}} = V \frac{8M_0^4 \lambda_1^2}{c'} \left( -\frac{\alpha'}{c'} + 2\xi_1 \xi_2 \cos \theta \frac{d_{DS}^{\text{opt}}}{d} \right). \quad (19)$$

Для оценки положим  $\alpha'/c' = 1$ ;  $2\xi_1 \xi_2 \cos \theta \sim 1$ ;  $\gamma \propto J a^2$ , где  $a = 3,88 \text{ \AA}$  — постоянная решетки в плоскости  $ab$ , и подставим в формулы (17) и (19) значения  $4M_0^2 J = 120 \text{ мэВ}$ ,  $16M_0^4 \beta_{\perp}^{(4)} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ мэВ}$  [10], а в качестве толщины образца величину  $d \propto 3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ . В этом случае толщина доменной стенки составит  $x_0 = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ , а период доменной структуры  $d_{DS}^{\text{opt}} \sim 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ . Даже для столь тонкого образца  $d_{DS}^{\text{opt}} \ll d$  повышающий энергию вклад, связанный с неоднородностью (второе слагаемое в (19)), оказывается намного меньше выигрыша, связанного с уменьшением энергии макронапряжений (первое слагаемое в (19)). Следует все же подчеркнуть наличие минимальной критической толщины образца,  $d \sim x_0$ , при которой  $d_{DS}^{\text{opt}} \sim d$  и разбиение на домены становится невыгодным (аналогично тому, как для ферромагнетика существует критический размер монодоменной частицы).

### Зависимость МС от внешнего магнитного поля

Полученные выше закономерности поведения ДС позволяют вычислить МС при разных значениях внешнего поля и температуры. В полях меньше поля монодоменизации,  $H < H_{MD}$ , зависимость  $\hat{\rho}(\mathbf{H})$  определяется подстановкой (10), (11) в (1) и усреднением по образцу:

$$\rho_{XX}(\mathbf{H}) - \rho_{is} = -\kappa_1 \xi \frac{H_X^2 - H_Y^2}{H_{MD}^2(0)} - 2\kappa_2 \left( \frac{2H_X H_Y}{H_{MD}^2(\pi/4)} \right)^2 - \frac{\kappa_e}{2(2M_0 J)^2} \left[ H^2 + \frac{(H_X^2 - H_Y^2)^2}{H_{MD}^2(0)} + \frac{4H_X^2 H_Y^2}{H_{MD}^2(\pi/4)} \right],$$

$$\rho_{YY}(\mathbf{H}) - \rho_{is} = \kappa_1 \xi \frac{H_X^2 - H_Y^2}{H_{MD}^2(0)} - 2\kappa_2 \left( \frac{2H_X H_Y}{H_{MD}^2(\pi/4)} \right)^2 -$$

$$-\frac{\kappa_e}{2(2M_0 J)^2} \left[ H^2 + \frac{(H_X^2 - H_Y^2)^2}{H_{MD}^2(0)} + \frac{4H_X^2 H_Y^2}{H_{MD}^2(\pi/4)} \right],$$

$$\rho_{ZZ}(\mathbf{H}) - \rho_{ZZ}(0) = -2\eta_{312} \left( \frac{4M_0^2 H_X H_Y}{H_{MD}^2(\pi/4)} \right)^2 -$$

$$-\frac{M_0^2 \eta_{31}}{(2M_0 J)^2} \left[ H^2 + \frac{(H_X^2 - H_Y^2)^2}{H_{MD}^2(0)} + \frac{4H_X^2 H_Y^2}{H_{MD}^2(\pi/4)} \right],$$

$$\rho_{XY}(\mathbf{H}) = -\frac{4M_0^2 \eta_{66} H_X H_Y}{H_{MD}^2(\pi/4)},$$

$$H_{MD}^2(0) = H_{1ME}^2 \xi, \quad H_{MD}^2(\pi/4) = H_{SF}^2 + H_{2ME}^2, \quad (20)$$

где выделена изотропная часть МС, не зависящая от ДС:

$$\rho_{is} = \rho_{aa}^{(0)} + 2M_0^2(\eta_{11} + \eta_{12}) + 8M_0^4(\eta_{111} + \eta_{122}), \quad (21)$$

$$\rho_{ZZ}(0) = \rho_{cc}^{(0)} + 4M_0^2 \eta_{31},$$

а также наведенное АФМ упорядочением МС анизотропной  $\kappa_1 = 2M_0^2[\eta_{11} - \eta_{12} + 4M_0^2]$ ,  $\kappa_2 = 2M_0^4[\eta_{111} - 2\eta_{112} + \eta_{122}]$ , и обменной  $\kappa_e = 2M_0^2(\eta_{11} + \eta_{12})$  природы.

Как следует из (20), наличие внешнего поля приводит к анизотропии внутривекторных компонент тензора МС ( $\rho_{XX} - \rho_{YY}$ )( $\mathbf{H}$ ),  $\rho_{XY}$ ( $\mathbf{H}$ ), пропорциональных квадрату величины внешнего поля, а их симметрия соответствует симметрии тензора  $\mathbf{H} \otimes \mathbf{H}$ . Зависимость от направления внешнего поля внеплоскостной компоненты  $\rho_{ZZ}$ ( $\mathbf{H}$ ) проявляется в следующем порядке по  $H$  и пропорциональна  $H^4$ , квадратичные по  $H$  слагаемые от направления поля не зависят, их вклад существенно уменьшен за счет обменной константы  $J$ .

В больших полях  $H \gg H_{MD}$  образец становится монодоменным и для вычисления полевой зависимости МС следует воспользоваться соотношениями (12), в этом случае изотропная часть МС зависит квадратичным образом от величины магнитного поля за счет скашивания магнитных

подрешеток, а анизотропная — только от направления поля:

$$\begin{aligned}
 & \rho_{XX}(\mathbf{H}) - \rho_{is} = \\
 & = -\kappa_1 \cos 2\psi + \kappa_2(\cos 4\psi - 1) - \kappa_e(H/2M_0 J)^2, \\
 & \rho_{YY}(\mathbf{H}) - \rho_{is} = \\
 & = \kappa_1 \cos 2\psi + \kappa_2(\cos 4\psi - 1) - \kappa_e(H/2M_0 J)^2, \\
 & \rho_{XY} = -2M_0^2 \eta_{66} \sin 2\psi, \\
 & \rho_{ZZ}(\mathbf{H}) - \rho_{ZZ}(0) = \\
 & = -\frac{H^2 \eta_{31}}{J^2} - \frac{8M_0^4 \eta_{312} H_{MD}^4(\psi) \sin^2 2\psi}{\xi^2 H_{MD}^4(\pi/4)}. \quad (22)
 \end{aligned}$$

На рис. 1 приведены экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная кривая) зависимости МС от внешнего магнитного поля. Экспериментальные значения внутриплоскостной продольной компоненты  $\delta\rho/\rho$  получены на образцах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,3}$  в поле  $\mathbf{H} \parallel ab$  при  $T = 43,7$  К [3]. Теоретическая аппроксимация  $(\rho_{XX}(\mathbf{H}) - \rho_{XX}(0))/\rho_{is}$  рассчитана по формулам (20) и (22) с тремя подгоночными параметрами  $\kappa_1/\rho_{is} = 0,48\%$ ,  $H_{MD} = 3,71$  Тл,  $\kappa_e/\rho_{is} = 48,8\%$  и вычисленной по данным работы [10] величиной  $2M_0 J = 500$  Тл;  $\xi = 1$ . Расхождение между теоретической и экспериментальной кривыми связано с переходными

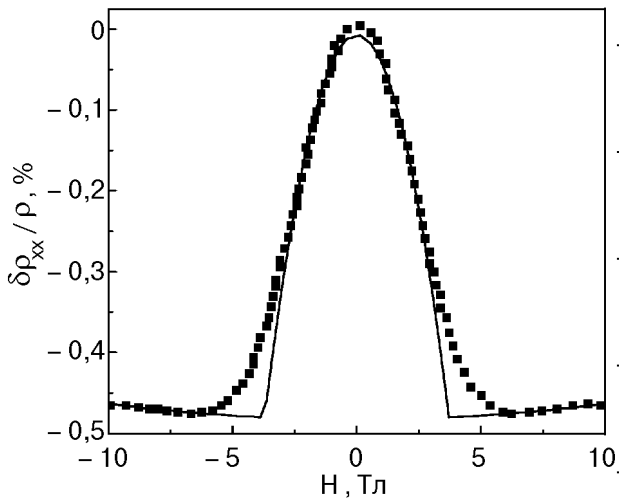


Рис. 1. Зависимость МС для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,3}$  от внешнего поля  $\mathbf{H} \parallel a$  при 43,7 К. Сплошная кривая — теоретическая аппроксимация  $(\rho_{XX}(H) - \rho_{XX}(0))/\rho_{is}$ ; точки — экспериментальные данные [3].

процессами вблизи поля монодоменизации, не учитываемыми в данной модели.

### Закон соответственных состояний

В выражениях (20), (22) можно выделить два характерных поля — поле монодоменизации  $H_{MD}$  и поле схлопывания подрешеток  $H_E = 2M_0 J$ , определяющих масштаб изменения МС. Эти величины по-разному зависят от температуры. Действительно, если предположить, что среди всех феноменологических констант наиболее сильно от температуры зависит величина намагниченности подрешетки  $M_0(T)$ , то, как следует из (9) и экспериментально установленной зависимости  $M_0(T) \sim \sqrt{T - T_N}$  [10],

$$\begin{aligned}
 H_{MD} & \sim M_0^2(T) \sim T - T_N, \\
 H_E & \sim M_0(T) \sim \sqrt{T - T_N}.
 \end{aligned}$$

Если к тому же учесть, что связанные с АФМ упорядочением величины МС монодоменированного образца  $\kappa_1$ ,  $\kappa_e \sim M_0^2(T)$ , то в зависимости МС от  $H$  можно выделить две области, для которых справедлив закон соответственных состояний, т.е. указанная зависимость, будучи записана в приведенных определенным образом координатах, имеет универсальный (не зависящий от температуры) характер. В больших полях ( $H \gg H_{MD}$ )

$$\begin{aligned}
 \frac{\rho_{XX}(\mathbf{H}) - \rho_{is}}{\kappa_1} & = -\xi + \frac{\kappa_e}{\kappa_1} \left( \frac{H}{H_E} \right)^2, \\
 \frac{\rho_{XX}(\mathbf{H}) - \rho_{is}}{\kappa_1} & = \xi + \frac{\kappa_e}{\kappa_1} \left( \frac{H}{H_E} \right)^2, \quad (23)
 \end{aligned}$$

$$\frac{\rho_{ZZ}(\mathbf{H}) - \rho_{ZZ}(0)}{4M_0^2 \eta_{31}} = -\left( \frac{H}{H_E} \right)^2, \quad \frac{\rho_{XY}(\mathbf{H})}{2M_0^2 \eta_{66}} = -\sin 2\psi,$$

а в малых полях ( $H \leq H_{MD}$ )

$$\begin{aligned}
 \frac{\rho_{XX}(\mathbf{H}) - \rho_{is}}{\kappa_1} & \approx -\xi \left( \frac{H}{H_{MD}} \right)^2, \\
 \frac{\rho_{YY}(\mathbf{H}) - \rho_{is}}{\kappa_1} & \approx \xi \left( \frac{H}{H_{MD}} \right)^2, \quad (24)
 \end{aligned}$$

$$\frac{\rho_{XY}(\mathbf{H})}{2M_0^2 \eta_{66}} = -2 \sin 2\psi \left( \frac{H}{H_{MD}} \right)^2.$$



Таблица

Значения поля монодоменизации и МС монодоменичного образца в нулевом магнитном поле при разных температурах

$T$ , К	$H_{MD}$ , Тл	$\kappa_1/\rho_{is}$ , %
30,1	3,9	-0,53
43,7	3,7	-0,48
58,3	3,4	-0,39
74,8	3,1	-0,31
89,8	2,8	-0,24
105	2,5	-0,18

На рис. 2 изображена зависимость продольной компоненты МС  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,3}$  в поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ , построенная по экспериментальным данным [3] в приведенных координатах  $\varepsilon \equiv (\rho_{XX}(\mathbf{H}) - \rho_{is})/\kappa_1$ ,  $H/H_{MD}$  при разных значениях температуры от 30 до 105 К. Соответствующие значения  $H_{MD}$  и  $\kappa_1$ , определенные аппроксимацией экспериментальных данных по формулам (20), (22), сведены в таблицу. Сплошная линия на рис. 2 соответствует теоретической кривой (24). Как видно на рисунке, закон соответственных состояний выполняется с хорошей точностью вплоть до 100 К. Отклонение от теоретической кривой при значениях, близких к полю монодоменизации, возможно, обусловлено влиянием слагаемых  $\sim H^4$  (учет этих слагаемых затруднен, поскольку неизвестна ориентация поля относительно осей  $a, b$ ), а также

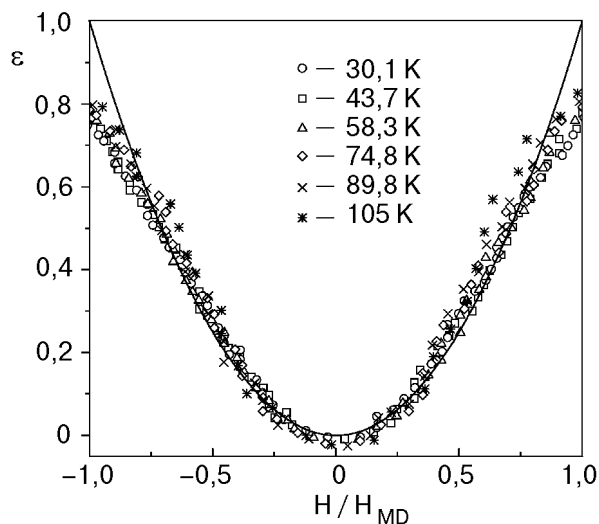


Рис. 2. Зависимость продольной компоненты МС  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,3}$  в поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$ , построенная по экспериментальным данным [3] в приведенных координатах  $\varepsilon$ ,  $H/H_{MD}$  при разных температурах. Сплошная линия — теоретическая кривая (24).

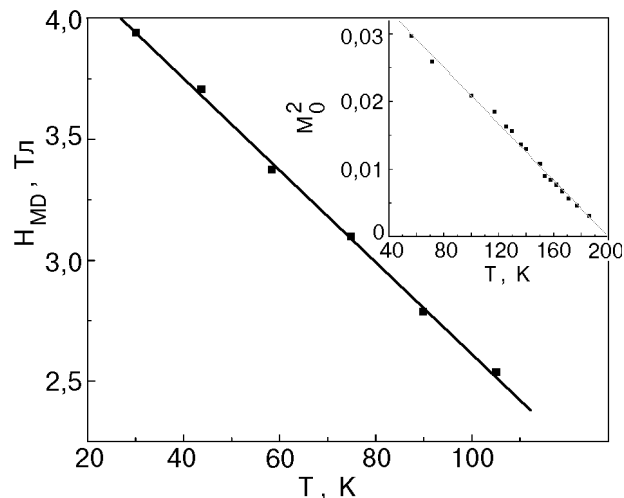


Рис. 3. Температурная зависимость поля монодоменизации  $H_{MD}$ . Вставка — зависимость  $M_0^2(T)$ , рассчитанная по данным [10].

неконтролируемым разворотом магнитных моментов вблизи дефектов.

На рис. 3 демонстрируется справедливость сделанного выше предположения о линейной температурной зависимости поля монодоменизации, вычисленного по данным [3]. Для сравнения на вставке приведена зависимость  $M_0^2(T)$ , построенная согласно результатам, полученным в [10].

### Заключение

Развитая в работе феноменологическая модель описывает перестройку доменной структуры и связанное с ней изменение макроскопических свойств коллинеарного АФМ под действием внешнего магнитного поля. В основе модели лежит предположение о том, что ДС формируется при переходе через точку Нееля за счет появления магнитоупругих деформаций и сопутствующих им дальнедействующих полей «раздвойнивания», возникающих благодаря различию упругих и магнитоупругих свойств поверхности образца и его объема. Перестройка ДС обусловлена движением доменных границ, а также процессами разворота магнитных моментов. Наличие полей «раздвойнивания» обеспечивает термодинамическую обратимость указанных процессов.

Предложенная модель предсказывает следующие особенности поведения МС слабодопированных купратов  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ , наблюдаемые также в эксперименте:

— внешнее магнитное поле, приложенное в плоскости  $ab$ , приводит к анизотропии МС в этой плоскости;

— анизотропная часть МС ( $\rho_{XX} - \rho_{YY}, \rho_{XY}$ ) изменяется пропорционально квадрату величины внешнего магнитного поля вплоть до поля монодоменизации, изотропная часть МС обусловлена обменными взаимодействиями и изменяется достаточно плавно  $\sim H^2$  во всем диапазоне полей;

— зависимость поля монодоменизации от температуры обусловлена аналогичной зависимостью магнитных моментов подрешеток. Для полей, меньших поля монодоменизации, выполняется закон соответственных состояний, т.е. зависимость МС от отношения  $H/H_{MD}$  имеет универсальный характер в широком интервале температур;

— зависимость МС от внешнего поля обратима, что свидетельствует о термодинамически равновесном характере ДС в АФМ. Наличие дефектов, закрепляющих доменные стенки, приводит к возникновению небольшого гистерезиса (при низких температурах).

Полученные выражения (10), (11) для параметров ДС позволяют ожидать подобной зависимости МС от внешнего поля других макроскопических характеристик образца, как, например, магнитострикции. Кроме того, упоминая выше аналогия между тензором  $\mathbf{H} \otimes \mathbf{H}$  и тензором упругих напряжений  $\hat{\sigma}$  указывает на то, что такое же обратимое поведение МС должно наблюдаться и при приложении к образцу механических напряжений.

Авторы благодарят проф. Е. В. Амитина за обсуждение предмета статьи и предоставленные материалы, проф. М. А. Иванова, В. И. Марченко и С. М. Рябченко за стимулирующие дискуссии и здоровую критику. Е. В. Гомонай признательна А. А. Малышенко за техническую и финансовую поддержку.

Работа выполнена в рамках г/б тематики (госрегистрация № 0100U002336), финансируемой Министерством образования Украины, а также при частичной поддержке Swiss National Science Foundation (SCOPE-project 7UKPJ062150.00/1).

1. В. В. Еременко, В. А. Сиренко, Г. Шимчак, А. Набялек, *ФНТ* **25**, 311 (1999).
2. Е. В. Амитин, А. Г. Байкалов, А. Г. Блинов, Л. А. Боярский, В. Я. Диковский, К. Р. Жданов, М. Ю. Каменин, Л. П. Козеева, А. П. Шелковников, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 350 (1999).
3. Y. Ando, A. N. Lavrov, and K. Segawa, *Cond. Mat./0004135* (2000).
4. A. Janossy, F. Simon, and T. Feher, *Cond. Mat./0005275* (2000).
5. A. N. Lavrov, M. Yu. Kameneva, and L. P. Kozeeva, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5636 (1998).
6. Y. Ando, A. N. Lavrov, and K. Segawa, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2813 (1999).
7. A. S. Moskvina and Yu. D. Panov, *Cond. Mat./0008035* (2000).
8. Е. В. Гомонай, В. М. Локтев, Направлено в *Phys. Rev. B*.
9. A. Janossy, F. Simon, T. Feher, et al., *Phys. Rev.* **B59**, 1176 (1999).
10. P. Burllet, J. Y. Henry, and L. P. Regnault, *Physica* **C296**, 205 (1998).
11. E. V. Gomonaj and V. M. Loktev, *Cond. Mat./0010258* (2000).
12. Е. В. Гомонай, В. М. Локтев, *ФНТ* **25**, 520 (1999); *Acta Phys. Polonica* **A97**, 459 (2000).
13. В. М. Калита, А. Ф. Лозенко, С. М. Рябченко, П. А. Троценко, *УФЖ* **43**, 1469 (1998).

## Magnetostriction and magnetoelastic mechanism of reversible behavior of magnetoresistance in layered antiferromagnets

E. V. Gomonaj and V. M. Loktev

The reversible behavior of magnetoresistance for low-doped cuprates  $R\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  in a wide temperature range is interpreted in the framework of phenomenological model. The model is based on the magnetoelastic mechanism of domain structure formation in the pure antiferromagnets due to the long-range elastic stray fields caused by the different elastic properties of the bulk and surface. The law of corresponding states is deduced in the reduced dimensionless magnetoresistance, magnetic field and temperature variables along with the temperature dependence of monodomenization field. Theoretical dependences appropriately describe the observed anomalies of magnetoresistance and quantitatively agree with the available experimental data.