

ЭЛЕКТРОННЫЙ И ЯДЕРНЫЙ МАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ, СВЯЗАННЫЕ С МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ И АНТИФЕРРОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ, В ОБМЕННО-НЕКОЛЛИНЕАРНОМ («КВАДРАТНОМ») КИРАЛЬНОМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ Nd_2CuO_4 И ИХ ПОВЕДЕНИЕ ПРИ КИРАЛЬНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

*И. Ф. Мирсаев**, *Е. А. Туров***

*Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук
620219, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 12 июля 2004 г.

В области температур $1.5 \text{ K} < T < T_N = 245 \text{ K}$ в тетрагональном антиферромагнетике Nd_2CuO_4 (для магнитных моментов Cu^{2+}) эксперимент дает обменно-неколлинеарную магнитную структуру типа «квадрат», представляющую собой обменный дублет, компоненты которого обладают различной киральностью (фазы Γ_4 и Γ_5). Между этими фазами наблюдаются при температурах $T_1 = 30 \text{ K}$ и $T_2 = 70 \text{ K}$ последовательные фазовые переходы $\Gamma_4 \leftrightarrow \Gamma_5 \leftrightarrow \Gamma_4$ с изменением киральности. Проводится расчет электронного и магнитного резонансов (собственных частот и восприимчивости), связанных с возбуждением магнонов (за счет магнитоэлектрического и антиферроэлектрического взаимодействий) переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$, а также переменным магнитным полем $\mathbf{H}(t)$ при наложении в последнем случае постоянного электрического поля \mathbf{E}^0 . Предсказывается возбуждение ядерного магнитного резонанса переменным электрическим полем на частотах, определяемых сверхтонкими полями подрешеток. Исследуется изменение резонансных частот при указанных киральных фазовых переходах, которые, будучи фазовыми переходами первого рода, обладают рядом особенностей, связанных с киральностью магнитных структур.

PACS: 75.30.Kz, 75.80.+q, 76.50.+g, 76.60.-k

1. ВВЕДЕНИЕ

Купраты редких земель R_2CuO_4 ($\text{R} = \text{Nd}, \text{Pr}, \text{Sm}$ и др.) привлекли к себе внимание, благодаря тому что обещали послужить основой для создания высокотемпературных сверхпроводников (при добавлении к ним некоторых примесей). Однако оказалось, что и сами по себе в чистом виде они представляют значительный интерес с точки зрения их магнитных (обычно антиферромагнитных) свойств. Мы продемонстрируем сказанное на примере купрата неодима (Nd_2CuO_4), для которого имеются более многочисленные исследования, экспериментальные и теоретические, с весьма определенно сформулированными результатами. При этом уже с самого нача-

ла возникают трудности и разногласия между различными работами при определении кристаллической структуры Nd_2CuO_4 : при $T > T_c = 300 \text{ K}$ в парамагнитной области имеет место общий согласованный результат — структура определяется объемно-центрированной тетрагональной группой

$$I4/m\bar{m}m \quad (D_{4h}^{17}), \quad (1)$$

а в антиферромагнитно упорядоченной области $T < T_N = 245 \text{ K}$ имеют место очень важные разногласия между двумя группами работ. Согласно одной из них [1–4], в антиферромагнитной области сохраняется та же группа кристаллохимической симметрии (1), в которой из-за объемного центрирования примитивная ячейка содержит два иона Cu^{2+} , причем при антиферромагнитном упорядочении в магнитной группе возникает [5]

*E-mail: mirsaev@imp.uran.ru

**E-mail: turov@imp.uran.ru

антитрансляция $\tau' = \tau(1/2, 1/2, 1/2) \cdot 1'$ ($1'$ — временная инверсия $t \rightarrow -t$). Согласно другой группе работ [6–9], при $T_c = 300$ К происходит структурный фазовый переход к группе

$$P4_2/mnm \quad (D_{4h}^{14}). \quad (2)$$

Хотя эта группа тоже тетрагональная, но простая, нецентрированная, и объем ее элементарной ячейки возрастает в четыре раза за счет удвоения каждого из ребер элементарной ячейки в базисной плоскости. При этом в антиферромагнитной структуре не возникают антитрансляции, что было характерно для предыдущей группы (1).

Наше рассмотрение основывается на предположении, что фазовый переход от группы (1) к группе (2) в действительности имеет место, хотя, как уже отмечалось, в ряде статей наличие такого перехода не признается. Авторы имеют целью привести некоторые доводы в пользу указанного перехода и развить спин-волновую динамику для Nd_2CuO_4 с учетом магнитоэлектрического и антиферроэлектрического взаимодействий, имеющих место в области антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов ионов меди, т. е. при достаточно высоких температурах $T \geq 1.5$ К, при которых упорядочение моментов ионов неодима еще не происходит. Речь пойдет об антиферромагнитных структурах и специфических (киральных) фазовых переходах между ними, реализующихся в указанной области температур.

2. О МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ Nd_2CuO_4 ПО ДАННЫМ ЭКСПЕРИМЕНТА. КИРАЛЬНОСТЬ

Итак, авторы, следуя работам [6–9], приняли, что антиферромагнитное соединение Nd_2CuO_4 ($T_N = 245$ К) имеет тетрагональную кристаллическую решетку с пространственной симметрией $P4_2/mnm$ (D_{4h}^{14}) [7]. В элементарной ячейке (рис. 1) магнитные ионы Cu^{2+} занимают четырехкратную позицию $4f\{mm\}$:

$$1(x, x, 0), \quad 2(1/2 + x, 1/2 - x, 1/2),$$

$$3(1/2 - x, 1/2 + x, 1/2), \quad 4(1 - x, 1 - x, 0).$$

В фигурных скобках указана локальная симметрия ионов Cu^{2+} . Четверем магнитным подрешеткам с намагниченностями M_ν ($\nu = 1, 2, 3, 4$) соответствуют

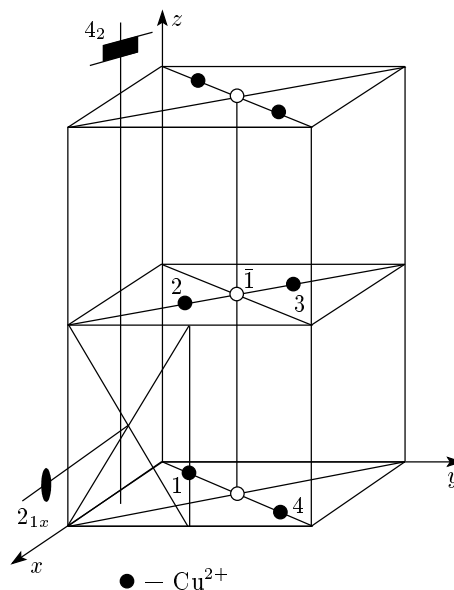


Рис. 1. Элементарная ячейка кристаллической решетки соединения Nd_2CuO_4 для позиции $4f$ группы $P4_2/mnm$ (D_{4h}^{14}). Указаны положения генераторов группы $\bar{1}, 2_{1x}, 4_{2z}$

четыре вектора (один ферромагнитный и три антиферромагнитных):

$$\begin{aligned} \mathbf{M} &= \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{L}_a &= \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{L}_b &= \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3 - \mathbf{M}_4, \\ \mathbf{L}_c &= \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2 - \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_4. \end{aligned} \quad (3)$$

Можно составить таблицу (табл. 1) преобразования этих векторов под действием генераторов группы $P4_2/mnm$, приняв за последние элементы $\bar{1}, 2_{1x}$ и 4_{2z} (рис. 1). При этом не следует забывать, что эти элементы не только производят обычные повороты и отражения, но и совершают перестановку ионов меди (пространственная симметрия!). Из табл. 1 видно, что два из четырех векторов (3) (\mathbf{M} и \mathbf{L}_c) являются centrosymmetric, так что

$$\bar{1}\mathbf{M} = \mathbf{M} \quad \text{и} \quad \bar{1}\mathbf{L}_c = \mathbf{L}_c, \quad (4)$$

(где $\bar{1}$ — оператор пространственной инверсии), а остальные два — centroantisymmetric:

$$\bar{1}\mathbf{L}_{a,b} = -\mathbf{L}_{a,b}. \quad (5)$$

Обратим внимание, что табл. 1 составлена таким образом, что сначала представлены преобразования для ромбической группы $Pnmt$ (колонка 3), являющейся подгруппой интересующей нас группы

Таблица 1. Преобразование векторов \mathbf{M} , \mathbf{L}_ξ ($\xi = a, b, c$) и \mathbf{E} под действием элементов симметрии групп $Pnmt$ и $P4_2/mnm$

Γ_i	$\mathbf{M}, \mathbf{L}, \mathbf{E}$	$\bar{1}2_{1x}2_z$	4_{2z}
Γ_1	M_x, L_{cy}	+1 +1 -1	M_y, L_{cx}
Γ_2	M_y, L_{cx}	+1 -1 -1	$-M_x, -L_{cy}$
Γ_3	M_z	+1 -1 +1	M_z
Γ_4	L_{ax}, L_{by}	-1 +1 +1	L_{by}, L_{ax}
Γ_5	L_{ay}, L_{bx}, E_z	-1 -1 +1	$-L_{bx}, -L_{ay}, E_z$
Γ_6	L_{az}, E_y	-1 -1 -1	$L_{bz}, -E_x$
Γ_7	L_{bz}, E_x	-1 +1 -1	$-L_{az}, E_y$
Γ_8	L_{cz}	+1 +1 +1	$-L_{cz}$

$P4_2/mnm$, поскольку $4_z^2 = 2_z$. Первая колонка нумерует фазы Γ_n группы $Pnmt$ в терминах компонент векторов \mathbf{M} и \mathbf{L}_ξ ($\xi = a, b, c$). В третьей колонке числа «+1» или «-1» указывают, не меняют или меняют знак соответствующие функции из второй колонки под действием элементов $\bar{1}, 2_{1x}$ и 2_z . В последней колонке представлены результаты преобразования указанных функций под действием элемента 4_{2z} , дополняющего группу $Pnmt$ до $P4_2/mnm$.

Сразу обратим также внимание, что магнитные ионы Cu^{2+} занимают нецентросимметричные позиции, так что пространственная инверсия $\bar{1}$ переставляет атомы один с другим, а не каждый самого в себя, что и обеспечивает существование магнитоэлектрического и антиферроэлектрического взаимодействий. Таблица 1 позволяет записать инвариантные выражения для энергии этих взаимодействий:

$$\begin{aligned} \Phi_{ME} = & -R [E_x(\mathbf{M} \cdot \mathbf{L}_a) + E_y(\mathbf{M} \cdot \mathbf{L}_b)] - \\ & -s_1(M_x E_x + M_y E_y)(L_{ax} + L_{by}) - s_2(M_x E_y + M_y E_x) \times \\ & \times (L_{ay} + L_{bx}) - s_3 M_z E_z (L_{ax} + L_{by}), \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Phi_{AFE} = & -G [E_x(\mathbf{L}_b \cdot \mathbf{L}_c) + E_y(\mathbf{L}_a \cdot \mathbf{L}_c)] - \\ & - f_1(L_{cx} E_x + L_{cy} E_y)(L_{ay} + L_{bx}) - \\ & - f_2(L_{cx} E_y + L_{cy} E_x)(L_{ax} + L_{by}) - \\ & - f_3 L_{cz} E_z (L_{ay} + L_{bx}). \quad (7) \end{aligned}$$

Здесь слагаемые с коэффициентами R и G имеют обменную природу, остальные релятивистскую, так что $R, G \gg s, f$.

В спиновой динамике магнитоэлектрическое и антиферроэлектрическое взаимодействия открывают возможность возбуждения колебаний магнитных моментов переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$. Так, если в основном состоянии антиферромагнетика отличны от нуля векторы \mathbf{L}_a^0 и/или \mathbf{L}_b^0 , то эти взаимодействия дают обычный магнитоэлектрический эффект: путем решения уравнений Ландау–Лифшица с учетом выражений (6), (7) можно определить колебания намагниченности $\mathbf{M}(t)$ и векторов антиферромагнетизма \mathbf{L}_ξ ($\xi = a, b, c$), возбуждаемые полем $\mathbf{E}(t) \propto \exp(-i\omega t)$.

Итак, в принятой нами модели соединение Nd_2CuO_4 имеет тетрагональную кристаллическую решетку с симметрией $P4_2/mnm$ (D_{4h}^{14}) [7–9]. После структурного перехода как парамагнитная, так антиферромагнитная ($T_N = 245$ К) фазы описываются этой же группой $P4_2/mnm$, принадлежащей тетрагональной сингонии. При этом примитивная ячейка, содержащая в фазе $I4/mmm$ два атома меди, учетверяется в фазе $P4_2/mnm$ и содержит уже четыре атома меди [7–9].

Подчеркнем еще раз, что магнитоэлектрические эффекты в неколлинеарном антиферромагнетике Nd_2CuO_4 могут существовать только при наличии в нем указанного спонтанного структурного фазового перехода кристаллической решетки, возникающего при $T_c = 300$ К. При сохранении же группы (1) в группе магнитной симметрии появились бы антитрансляции, запрещающие магнитоэлектрические эффекты [5, 7, 9]. Кроме того, магнитоэлектрическое и антиферроэлектрическое взаимодействия невозможны для группы (1) уже и потому, что для нее магнитные ионы меди занимают центросимметричные позиции [10].

Таким образом, вопрос о том, какую группу кристаллической симметрии, (1) или (2), имеет Nd_2CuO_4 (по ионам меди), должен решиться отсутствием или наличием в рассматриваемой антиферромагнитной фазе магнитоэлектрического эффекта. Экспериментально на этот вопрос пытались ответить авторы работ [11, 12].

Действительно, магнитоэлектрическое и антиферроэлектрическое взаимодействия для группы (1) отсутствуют, а для группы (2) существуют. Это означает, что в первом случае магнитоэлектрические и антиферроэлектрические эффекты отсутствуют, но могут иметь место во втором случае. Что дают в связи с этим экспериментальные измерения [11, 12], мы обсудим чуть ниже, исходя из структуры $P4_2/mnm$, принятой в работах [7–9] и вслед за ними в нашей статье. Здесь не все достаточно про-

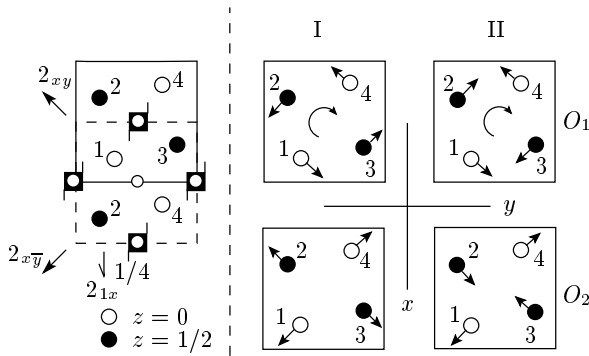


Рис. 2. Две квадратные (или типа «прямоугольный крест») обменные магнитные структуры I и II, представляющие собой обменный мультиплет (дублет); O_1 и O_2 — два ориентационных состояния каждой из этих обменных магнитных структур

сто и ясно, и требуется весьма серьезное обсуждение теории совместно с экспериментом.

Обратимся к более подробному рассмотрению неколлинеарной антиферромагнитной структуры Nd_2CuO_4 в области температур $1.5 \text{ K} < T < 245 \text{ K}$ [7, 9] для принятой нами группы (2). На рис. 2 показаны ионы Cu^{2+} в проекции на плоскость xy в виде светлых кружков при $z = 0$ и черных при $z = c/2$. (По сравнению с рис. 1 начало координат смещено в точку $(-1/2, 0, 0)$.) Магнитную структуру Nd_2CuO_4 , изображенную на рис. 2, условно можно назвать квадратной (все векторы \mathbf{M}_ν , последовательно соединенные друг с другом, образуют квадрат) или прямоугольно-крестообразной (все векторы \mathbf{M}_ν , сведенные своим началом в одну точку, образуют прямоугольный крест).

На рис. 2 столбцы I и II соответствуют различным обменным магнитным структурам, а верхний и нижний ряды (O_1 и O_2) — различным ориентационным состояниям. Устойчивость последних определяется магнитоанизотропными взаимодействиями. По данным различных работ, рассматривающих микромоделю, сюда относятся межионные дипольные взаимодействия, анизотропный обмен и псевдодипольные взаимодействия [3, 4]. Мы явно не обращаемся к этим взаимодействиям, поскольку предполагаем построить чисто симметрично-феноменологическую теорию.

Обменным магнитным структурам I и II соответствует одинаковая обменная энергия (углы между магнитными моментами одинаковы для обеих структур и составляют 90°), однако они различаются магнитной симметрией. Действительно, в структуре I

имеется элемент симметрии 4_{2z} , а в структуре II на смену ему приходит элемент $4'_{2z} = 4_{2z} \cdot 1'$. Кроме того, если ввести вектор киральности [8]

$$\mathbf{Q} = -\frac{1}{(2M_0)^2} \times (\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_2 \times \mathbf{M}_4 + \mathbf{M}_4 \times \mathbf{M}_3 + \mathbf{M}_3 \times \mathbf{M}_1) = \frac{1}{8M_0^2} \mathbf{L}_a \times \mathbf{L}_b, \quad (8)$$

то оказывается, что структуры различаются киральностью. Вторая часть этого равенства соответствует равномодульной модели, когда $|\mathbf{M}_\nu| = M_0$ ($\nu = 1, 2, 3, 4$). При введенной нормировке \mathbf{Q} (при которой $\mathbf{Q}^2 = 1$) компоненты $Q_x = Q_y = 0$ для обеих структур, а $Q_z = 1$ для структуры I и $Q_z = -1$ для структуры II.

3. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ

Для определения основного состояния и спектра спиновых волн (магнонов) необходимо записать термодинамический потенциал Φ (ограничимся плотностью $\Phi(\mathbf{r}) = \text{const}$, постоянной в пространстве). При этом в него наряду с магнитоэлектрическим и антиферроэлектрическим взаимодействиями необходимо включить магнитную энергию — обмен и магнитную анизотропию:

$$\begin{aligned} \Phi_{mag} = & \frac{1}{2} A_M \mathbf{M}^2 + \frac{1}{2} A_a (\mathbf{L}_a^2 + \mathbf{L}_b^2) + \\ & + \frac{1}{2} A_c \mathbf{L}_c^2 + D (\mathbf{L}_a^2 - \mathbf{L}_b^2)^2 + \\ & + q_a Q_z + q_s (L_{ax} L_{by} + L_{ay} L_{bx}) + \\ & + \frac{1}{2} K_1 (L_{ax}^2 + L_{by}^2) + \frac{1}{2} K_2 (L_{ay}^2 + L_{bx}^2) + \\ & + \frac{1}{2} g (M_x^2 + M_y^2) + \frac{1}{2} r (L_{cx}^2 + L_{cy}^2) + \\ & + p (M_x L_{cy} + M_y L_{cx}). \quad (9) \end{aligned}$$

Здесь кроме билинейного обмена (слагаемые с коэффициентами A) учтен также биквадратный обмен (член с D); слагаемому, связанному с киральностью, соответствует коэффициент q_a ; остальные слагаемые — релятивистская магнитная анизотропия, состоящая из релятивистских слагаемых типа квадратичной межионной анизотропии, анизотропный обмен и псевдодипольное взаимодействие. При наличии магнитного поля \mathbf{H} полный потенциал Φ включает также зеемановскую энергию

$$\Phi_Z = -\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}. \quad (10)$$

Таким образом, полный термодинамический потенциал (плотность)

$$\Phi = \Phi_{mag} + \Phi_Z + \Phi_{ME} + \Phi_{AFE}. \quad (11)$$

Все слагаемые инвариантны относительно элементов $\bar{1}, 2_{1x}$ и 4_{2z} , принятых за генераторы группы $P4_2/mnm$ (см. табл. 1). В том числе важное значение имеет инвариантность киральности

$$Q_z = \frac{1}{8M_0^2} (L_{ax}L_{by} - L_{ay}L_{bx}). \quad (12)$$

Для рассматриваемых структур I и II имеем $Q_z = \pm 1$. С другой стороны, перестановка индексов «a» и «b» в выражении (12) приводит к смене знака Q_z , что соответствует фазовому переходу между двумя киральными обменными магнитными структурами I и II.

Киральность (12), аналогично антисимметричному обмену Дзялошинского–Мория, является обменно-релятивистской, так что магнитные взаимодействия различной природы в энергии (9) характеризуются неравенствами

$$A \gg D, q_a \gg q_s, K_1, K_2, g, r, p. \quad (13)$$

Принятой выше равномодульной модели $\mathbf{M}_\nu^2 = M_0^2$ соответствуют условия

$$\mathbf{M}^2 + \sum_{\xi} \mathbf{L}_{\xi}^2 = (4M_0)^2, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{M} \cdot \mathbf{L}_a + \mathbf{L}_b \cdot \mathbf{L}_c &= \mathbf{M} \cdot \mathbf{L}_b + \mathbf{L}_a \cdot \mathbf{L}_c = \\ &= \mathbf{M} \cdot \mathbf{L}_c + \mathbf{L}_a \cdot \mathbf{L}_b = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

а также уравнения Ландау–Лифшица для векторов \mathbf{M} и \mathbf{L}_{ξ} ($\xi = a, b, c$), приведенные, например, в работе [13] для антиферромагнетиков с четырьмя подрешетками.

4. ОБМЕННЫЕ МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ И ОРИЕНТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ

Условия реализации и устойчивости обменных магнитных структур и ориентационных состояний IO_1, IO_2 ($Q_z = 1$) и $ПО_1, ПО_2$ ($Q_z = -1$), представленных на рис. 2, были исследованы в работе [7]. Мы не будем здесь повторять их и используем сначала сформулированное выше приближение, в котором наиболее отчетливо проявляется роль киральности, оставляя в магнитной части термодинамического потенциала (9) кроме обменных только

одно слагаемое, полуобменное-полурелятивистское, связанное с киральностью Q_z . При этом в соответствии с неравенствами (13) остальные, чисто релятивистские, слагаемые пока отбрасываем, так что

$$\begin{aligned} \Phi_{mag} \approx \text{const} + \frac{1}{2} \tilde{A}_M \mathbf{M}^2 + \frac{1}{2} \tilde{A}_c \mathbf{L}_c^2 + \\ + D(\mathbf{L}_a^2 - \mathbf{L}_b^2)^2 + q_a Q_z. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь мы также учитываем соотношение (14) для равномодульной модели, исключив с его помощью обменные слагаемые с A_a . При этом принимается

$$A_a < 0, \quad A_M > 0, \quad A_c > 0, \quad D > 0 \quad (17)$$

и вводятся новые параметры

$$\tilde{A}_M = A_M - A_a, \quad \tilde{A}_c = A_c - A_a, \quad (18)$$

оба положительные.

Минимизация потенциала (16) дает, в частности, две обменные магнитные структуры в легкоплоскостном состоянии — фазы с $\mathbf{L}_a^2 = \mathbf{L}_b^2 = 8M_0^2 \equiv L^2$ при $\mathbf{L}_a \perp \mathbf{L}_b$, $\mathbf{L}_a, \mathbf{L}_b \perp z$, $\mathbf{M} = \mathbf{L}_c = 0$, которым как раз и соответствуют две киральные структуры: I ($Q_z = 1$) при $q_a < 0$ и II ($Q_z = -1$) при $q_a > 0$, представленные на рис. 2. При этом для ориентационного состояния IO_1 имеем $L_{ax}^0 = L_{by}^0 \equiv (\pm)L$, для состояния IO_2 с той же энергией получаем $-L_{ay}^0 = L_{bx}^0 \equiv (\pm)L$; аналогично для состояния $ПО_1$ имеем $L_{ay}^0 = L_{bx}^0 \equiv (\pm)L$, а для состояния $ПО_2$ находим $L_{ax}^0 = -L_{by}^0 \equiv (\pm)L$.

Знаки (\pm) в равенствах означают, что каждое из четырех ориентационных состояний содержит две возможности, различающиеся только знаком векторов основного состояния. Это указывает на существование доменов, для которых только знаком различается и намагиченность, обусловленная магнитоэлектрическим эффектом. При одинаковом количестве этих доменов в рассматриваемом ориентационном состоянии, например, с векторами $L_{ax}^0 = L_{by}^0$ (структура IO_1) суммарная намагиченность, как будет видно ниже, оказывается равной нулю. Чтобы обнаружить линейный магнитоэлектрический эффект, необходимо сначала монодоменизировать образец: этого можно достигнуть, например, путем его охлаждения из парамагнитной области в соответствующем внешнем магнитном поле (термомагнитная обработка). По-видимому, это не было сделано в работах [11, 12].

Следует, конечно, помнить, что вопрос о том, какое из двух ориентационных состояний, O_1 или O_2 (для каждой обменной магнитной структуры),

реализуется, определяется, строго говоря, релятивистской анизотропией, не учитываемой в выражении (16).

Согласно табл. 1, структуре IO_1 с позиции ромбической группы $Pnmt$ соответствует представление $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$, и хотя при переходе к тетрагональной группе $P4_2/mnt$ путем добавления оси 4_{2z} оно становится двумерным, но при этом содержит те же отличные от нуля компоненты векторов \mathbf{L}_a^0 и \mathbf{L}_b^0 . Последнее показывает, что магнитная группа для этой структуры (назовем ее фазой $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$) будет следующей: $\bar{1}'4_{2z}2_{1x}$. Структуре PO_1 соответствует представление $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$, в котором ось 4_{2z} переводит составляющие его компоненты векторов друг в друга, но с обратными знаками. Магнитной группой соответствующей фазы будет $\bar{1}'4_{2z}2'_{1x}$.

Две другие фазы (в ориентационном состоянии O_2 их можно записать как $\Gamma_4(-L_{ay}^0, L_{bx}^0)$ и $\Gamma_5(L_{ax}^0, -L_{by}^0)$) получаются из рассмотренных выше путем поворота на 90° всех магнитных моментов, и мы далее будем рассматривать только фазы в ориентационном состоянии O_1 , т.е. $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ и $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$ соответственно с киральностью $Q_z = 1$ и $Q_z = -1$.

Заметим, что полуобменное-полурелятивистское взаимодействие с энергией киральности $\Phi_Q = q_a Q_z$ является аналогом псевдодипольного взаимодействия с гамильтонианом H_Q , введенного в работе [4] для объяснения неколлинеарности магнитной структуры Nd_2CuO_4 . В этом легко убедиться, если, учитывая соотношения (12), (3), представить энергию Φ_Q в виде

$$\Phi_Q = -\frac{q_a}{M_0^2} (M_{1x}^0 M_{2y}^0 - M_{1y}^0 M_{2x}^0) = q_a \sin(\varphi_1 - \varphi_2),$$

где φ_1 и φ_2 — полярные углы векторов $\mathbf{M}_1^0 = -\mathbf{M}_4^0$ и $\mathbf{M}_2^0 = -\mathbf{M}_3^0$. Отсюда видно, что энергия Φ_Q , так же как и H_Q , описывает взаимодействие магнитных моментов ионов меди Cu^{2+} , лежащих в соседних плоскостях $z = 0$ и $z = c/2$ (см. рис. 2, состояния O_1). А минимуму энергии Φ_Q отвечают значения $\varphi_2 - \varphi_1 = -\pi/2$, если $q_a < 0$ (фаза Γ_4 , $Q_z = 1$), или $\varphi_2 - \varphi_1 = \pi/2$, если $q_a > 0$ (фаза Γ_5 , $Q_z = -1$), соответствующие неколлинеарным магнитным структурам, приведенным на рис. 2 (состояния O_1).

5. СПИН-ВОЛНОВЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ (МОДЫ КОЛЕБАНИЙ). ЧАСТОТЫ И ВОСПРИИМЧИВОСТИ К ПОЛЮ $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t)$

При расчете частот собственных колебаний удобно использовать концепцию спин-волновых пред-

ставлений [9, 13–16], позволяющую разделить колебательные переменные на независимые группы, соответствующие модам колебаний, еще до написания уравнений движения. В общем случае с этой целью используется теоретико-групповой подход, основанный на теории копредставлений магнитных групп [14, 15]. Однако для ромбической симметрии в работах [9, 13] был предложен следующий весьма простой алгоритм, использующий табл. 1 (ее часть, относящаяся к ромбической группе). К одному и тому же спин-волновому представлению рассматриваемой фазы Γ_n относятся переменные из таких двух строк таблицы, Γ_m и $\Gamma_{m'}$, для которых произведение чисел (+1 или -1) дает числа строки Γ_n . Схематически

$$\Gamma_m \cdot \Gamma_{m'} = \Gamma_n. \quad (19)$$

При этом возможен и случай, когда $m = m'$.

К сожалению, для тетрагональных кристаллов аналогичное упрощенное правило для нахождения спин-волновых представлений пока не сформулировано. Однако, как будет видно ниже, спин-волновые представления, найденные для соответствующей ромбической подгруппы, уже дают достаточную информацию, чтобы получить таковые для тетрагонального случая с использованием конкретного вида термодинамического потенциала и соответствующей симметрии задачи.

Продemonстрируем сказанное на примере структур (фаз) $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ и $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$.

5.1. Возбуждаемые полем $\mathbf{E}(t)$ спиновые колебания в фазе $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$

Согласно сформулированному выше правилу для ромбической подгруппы, табл. 1 для этой фазы дает следующие четыре спин-волновые представления (моды):

$$\Gamma_{48}(\Delta L_{ax}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cz}) \quad (20)$$

— антимэгноты¹⁾ и три квазиантиферромагнитные моды

$$\Gamma_{17}(\Delta M_x, \Delta L_{cy}, \Delta L_{bz}), \quad (21)$$

$$\Gamma_{26}(\Delta M_y, \Delta L_{cx}, \Delta L_{az}), \quad (22)$$

$$\Gamma_{35}(\Delta M_z, \Delta L_{ay}, \Delta L_{bx}), \quad (23)$$

имеющие среди колебательных переменных по одной компоненте вектора \mathbf{M} .

¹⁾ Так мы условились ранее [13, 17] называть моду, в колебаниях которой не принимает участие вектор \mathbf{M} , а колеблются только векторы \mathbf{L} .

Что же станет с этими модами после учета оси 4_{2z} , т.е. в случае тетрагональной группы? Точнее говоря, как преобразуются они под действием оси симметрии 4_{2z} , поскольку точная симметрия фазы $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ определяется магнитной группой $\bar{\Gamma}'4_{2z}2_{1x}$. Ответ весьма благоприятный: моды Γ_{48} и Γ_{35} переходят каждая сама в себя, а моды Γ_{17} и Γ_{26} переходят друг в друга! Таким образом, моды (20)–(23) остаются таковыми и для тетрагональной фазы, только моды Γ_{17} и Γ_{26} переходят друг в друга под действием элемента 4_{2z} .

Для решения задачи о собственных колебаниях, возбуждаемых полем $\mathbf{E}(t) \propto \exp(-i\omega t)$ в фазе $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$, необходимо далее в термодинамическом потенциале (9) выделить слагаемые, квадратичные по колебательным переменным, входящим в ее моды (20)–(23), с добавлением также соответствующих слагаемых из выражений (6) для Φ_{ME} и (7) для Φ_{AFE} .

Итак, находим

$$\begin{aligned} \Phi_2(\pm) = & \frac{1}{2} \left[\tilde{A}_M \Delta M_z^2 + \tilde{A}(\Delta L_{cx}^2 + \Delta L_{cy}^2) + \right. \\ & \left. + \tilde{A}_c \Delta L_{cz}^2 + D^+ \Delta L_{by}^2 + K^+ \Delta L_{bx}^2 + \right. \\ & \left. + q^+(\Delta L_{az}^2 + \Delta L_{bz}^2) \right] - (\tilde{G} - \tilde{R})(E_x \Delta L_{cy} + E_y \Delta L_{cx}) - \\ & - 2\tilde{s}_3 \Delta M_z E_z. \end{aligned} \quad (24)$$

Немаловажную роль при получении выражения (24) играют соотношения равномодульности (14), (15). Благодаря им исключаются переменные ΔM_x , ΔM_y , ΔL_{ax} , ΔL_{ay} , а также возникает обменный вклад от Φ_{ME} (член с \tilde{R} в (24)). Здесь, наряду с параметрами \tilde{A}_M и \tilde{A}_c из (18), появляется еще один обменный параметр — их сумма

$$\tilde{A} = \tilde{A}_M + \tilde{A}_c. \quad (25)$$

Остальные обозначения в (24) следующие:

$$\begin{aligned} D^+ &= 4 [8DL^2 - (\tilde{q}_a + q_s)], \\ K^+ &= 2(K_2 - K_1 - 2q_s), \\ q^+ &= -(\tilde{q}_a + q_s + K_1), \\ \tilde{G} - \tilde{R} &= (\pm)(G - R)L, \quad \tilde{s}_3 = (\pm)s_3L, \end{aligned} \quad (26)$$

$\tilde{q}_a = q_a/L^2$, $\tilde{q}_a + q_s < 0$, $K^+ > 0$, $K_1 < 0$ (см. ниже условия устойчивости (63), (64) фазы Γ_4). Здесь знаки (\pm) означают учет доменов с положительным ($+\mathbf{L}^0$) и отрицательным ($-\mathbf{L}^0$) значениями векторов основного состояния, а знаки «+» или «-» (по отдельности) в аргументах, а также в верхних индексах физических величин означают, что они относятся соответственно к фазе Γ_4 или Γ_5 с киральностью $Q_z = +1$ или $Q_z = -1$.

Используя выражение (24) для Φ_2 , можно теперь найти решения уравнений Ландау–Лифшица [13] для всех четырех мод (20)–(23).

Антимагнетонная мода $\Gamma_{48}(\Delta L_{ax}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cz})$ в фазе $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ не возбуждается электрическим полем $\mathbf{E}(t)$, поскольку линейные члены по ее переменным в выражениях (6) и (7) отсутствуют.

Для моды $\Gamma_{17}(\Delta M_x, \Delta L_{cy}, \Delta L_{bz})$, возбуждаемой полем \mathbf{E} , параллельным оси x , находим

$$\begin{aligned} \Delta M_x &= \alpha_{xx} E_x = -\frac{(\tilde{G} - \tilde{R})}{\tilde{A}} \frac{\omega_{AQ}^2(+)}{\omega_{AQ}^2(+)-\omega^2} E_x, \\ \Delta L_{bz} &= -i \frac{\omega}{\omega_0 q^+} \Delta M_x, \quad \Delta L_{cy} = -\Delta M_x, \end{aligned} \quad (27)$$

где α_{xx} — соответствующая компонента тензора магнитоэлектрической восприимчивости. Если учесть наличие указанных выше доменов, то в соответствии с (27) полная намагниченность, как уже отмечалось, будет равна нулю при полной компенсации доменов: $\sum_{(\pm)} \Delta M_x = 0$. Но может иметь место и неполная компенсация (текстура с преобладанием доменов с одними знаками векторов $\mathbf{L}_{a,b}$ над другими), когда $\sum_{(\pm)} \Delta M_x \neq 0$.

Имея в виду сказанное выше о связи мод $\Gamma_{17}(\Delta M_x, \Delta L_{cy}, \Delta L_{bz})$ и $\Gamma_{26}(\Delta M_y, \Delta L_{cx}, \Delta L_{az})$, можно сразу же написать соответствующие выражения для последней моды. Не будем этого делать, помня, что мода Γ_{26} получается из моды Γ_{17} операцией симметрии 4_{2z} (см. табл. 1), заметим только, что эти моды являются вырожденными, т.е. имеют одинаковую резонансную частоту

$$\omega_{AQ} = \omega_0 \sqrt{\tilde{A} q^+} \equiv \omega_{AQ}(+), \quad (28)$$

где $\omega_0 = \gamma L$, γ — абсолютная величина магнитомеханического отношения.

Отметим, что величина магнитоэлектрической восприимчивости α_{xx} в (27) определяется обменной частью магнито- и антиферрозлектрического взаимодействий (слагаемые в (24), содержащие $\tilde{G} - \tilde{R}$), поэтому можно надеяться, что величина этой восприимчивости (при отсутствии доменов или наличии текстуры) будет гораздо больше, чем величина таковых, обусловленных релятивистскими взаимодействиями.

Наконец, для четвертой, квазиантиферромагнетонной, моды $\Gamma_{35}(\Delta M_z, \Delta L_{ay}, \Delta L_{bx})$ уравнения Ландау–Лифшица [13] с учетом (24) дают

$$\begin{aligned} \Delta M_z &= \alpha_{zz} E_z = \frac{2\tilde{s}_3}{\tilde{A}_M} \frac{\omega_{AF}^2(+)}{\omega_{AF}^2(+)-\omega^2} E_z, \\ \Delta L_{ay} &= -\Delta L_{bx} = -\frac{i\omega}{\omega_0 K^+} \Delta M_z. \end{aligned} \quad (29)$$

Эта мода возбуждается полем \mathbf{E} , параллельным оси z , за счет релятивистского магнитоэлектрического взаимодействия (слагаемое в (24), содержащее \tilde{s}_3). Ее частота

$$\omega_{AF}(+) = \omega_0 \sqrt{\tilde{A}_M K^+} \quad (30)$$

определяется средним геометрическим значением обменной константы \tilde{A}_M из (18) и линейной комбинации K^+ из (26), состоящей из релятивистских констант анизотропии.

5.2. Возбуждаемые полем $\mathbf{E}(t)$ спиновые колебания в фазе $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$

В этой фазе отличными от нуля компонентами базисных векторов основного состояния являются $L_{ay}^0 = L_{bx}^0 \equiv (\pm)L$, а ее магнитной группой является $\Gamma'4'_2 2'_1$. Как и для моды Γ_4 , из табл. 1 аналогично находим спин-волновые представления

$$\Gamma_{58}(\Delta L_{ay}, \Delta L_{bx}, \Delta L_{cz}) \quad (31)$$

для антимагнетонной моды,

$$\begin{aligned} \Gamma_{16}(\Delta M_x, \Delta L_{cy}, \Delta L_{az}), \\ \Gamma_{27}(\Delta M_y, \Delta L_{cx}, \Delta L_{bz}) \end{aligned} \quad (32)$$

для квазиантиферромагнетонных мод, связанных друг с другом операцией симметрии $4'_2$, и

$$\Gamma_{34}(\Delta M_z, \Delta L_{ax}, \Delta L_{by}) \quad (33)$$

для еще одной квазиантиферромагнетонной моды.

Квадратичный термодинамический потенциал, найденный из выражения (11) с учетом соотношений (14), (15), по колебательным переменным этих мод записывается в виде

$$\begin{aligned} \Phi_2(\pm) = \frac{1}{2} \left[\tilde{A}_M \Delta M_z^2 + \tilde{A}(\Delta L_{cx}^2 + \Delta L_{cy}^2) + \right. \\ \left. + \tilde{A}_c \Delta L_{cz}^2 + D^- \Delta L_{bx}^2 + K^- \Delta L_{by}^2 + \right. \\ \left. + q^-(\Delta L_{ax}^2 + \Delta L_{bz}^2) \right] - (\tilde{G} - \tilde{R}) (E_x \Delta L_{cx} + E_y \Delta L_{cy}) - \\ - 2\tilde{f}_3 \Delta L_{cz} E_z. \end{aligned} \quad (34)$$

Здесь использованы следующие обозначения:

$$\begin{aligned} D^- &= 4(8DL^2 + \tilde{q}_a - q_s), \\ K^- &= 2(K_1 - K_2 - 2q_s), \\ q^- &= \tilde{q}_a - q_s - K_2, \quad \tilde{f}_3 = (\pm)f_3 L, \end{aligned} \quad (35)$$

где $\tilde{q}_a - q_s > 0$, $K^- > 0$, $K_2 < 0$ (см. ниже условия устойчивости (65), (66) для фазы Γ_5).

Решая уравнения Ландау – Лифшица [13] последовательно для мод Γ_{58} из (31), Γ_{16} и Γ_{27} из (32), а также Γ_{34} из (33), получаем следующие результаты.

Антимагнетонная мода $\Gamma_{58}(\Delta L_{ay}, \Delta L_{bx}, \Delta L_{cz})$, содержащая колебания ΔL_{cz} , возбуждается (как видно из (34) за счет члена с коэффициентом \tilde{f}_3) полем $\mathbf{E}(t)$, направленным вдоль оси z . К сожалению, это — релятивистское слагаемое. В результате имеем

$$\begin{aligned} \Delta L_{cz} &= \beta_{zz} E_z = 2 \frac{\tilde{f}_3}{\tilde{A}_c} \frac{\omega_L^2(-)}{\omega_L^2(-) - \omega^2} E_z, \\ \Delta L_{bx} &= i \frac{\omega}{\omega_0 D^-} \Delta L_{cz}, \quad \Delta L_{ay} = -\Delta L_{bx}, \end{aligned} \quad (36)$$

где β_{zz} — компонента тензора антимагнетон-электрической восприимчивости, а

$$\omega_L(-) = \omega_0 \sqrt{\tilde{A}_c D^-} \quad (37)$$

— частота антимагнетонного резонанса. Второй множитель под корнем, D^- из (35), содержит наряду с биквадратичным обменом D киральное слагаемое с \tilde{q}_a . Эти два слагаемых могут быть сравнимы по величине, но обычно они меньше билинейного обмена. В этом отличие рассматриваемого магнетика с обменно-неколлинеарной магнитной структурой от рассмотренных ранее [13, 17] коллинеарных или слабо, релятивистски неколлинеарных структур. В соответствии с принятыми неравенствами (13) здесь частота антимагнетонных ω_L (37) может оказаться заметно меньше, чем в тех случаях. Следует отметить, что антимагнетонная мода $\Gamma_{48}(\Delta L_{ax}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cz})$, не возбуждаемая электрическим полем $\mathbf{E}(t)$, имеет собственную частоту $\omega_L(+)$, подобную частоте $\omega_L(-)$. Ее можно определить из формулы (37), заменяя в ней D^- (35) на D^+ (26) (см. ниже формулу (47)).

Заметим, что при антимагнетонном резонансе непосредственно наблюдаемой величиной не может быть вектор антиферромагнетизма $\Delta \mathbf{L}$. В этом отношении более удобным является эффективный вектор поляризации, в данном случае его компонента

$$P_z = -\frac{\partial \Phi_2}{\partial E_z} = 2\tilde{f}_3 \Delta L_{cz} = \kappa_{zz} E_z, \quad (38)$$

где $\kappa_{zz} = 2\tilde{f}_3 \beta_{zz}$ — компонента тензора диэлектрической восприимчивости. При этом можно, например, вычислить поглощаемую мощность

$$Q = -\overline{P_z \dot{E}_z} \quad (39)$$

(черта означает усреднение по времени $t \gg 2\pi/\omega$). Предварительно необходимо, конечно, учесть в (39)

затухание. В простейшем виде (по Блоху) это сводится к замене в (39) $\omega \rightarrow \omega + i\Gamma$, где Γ — полуширина резонансной линии. В результате из (39) получаем

$$Q = \omega \tilde{f}_3 \beta''_{zz} |E_z|^2, \quad (40)$$

где β''_{zz} — мнимая часть β_{zz} из (36) (с учетом затухания). Сказанное следует учитывать при постановке эксперимента по наблюдению антимагнетного резонанса, поскольку, в отличие от антиферромагнетного резонанса, здесь в поле $\mathbf{E}(t)$ имеет место резонанс не для намагниченности, а для электрической поляризации.

Моды Γ_{16} и Γ_{27} (32), переходящие друг в друга при преобразовании $4'_{2z}$, имеют собственную частоту $\omega_{AQ}(-)$, получаемую из выражения (28) для $\omega_{AQ}(+)$ в случае Γ_{17} (21), Γ_{26} (22), если в последнем заменить q^+ на q^- . В частности, для моды $\Gamma_{16}(\Delta M_x, \Delta L_{cy}, \Delta L_{az})$, возбуждаемой полем \mathbf{E} , направленным вдоль оси y , имеем

$$\begin{aligned} \Delta M_x &= \alpha_{xy} E_y = -\frac{\tilde{G} - \tilde{R}}{\tilde{A}} \frac{\omega_{AQ}^2(-)}{\omega_{AQ}^2(-) - \omega^2} E_y, \\ \Delta L_{cy} &= -\Delta M_x, \\ \Delta L_{az} &= -i \frac{\omega}{\omega_0 q^-} \Delta M_x, \quad \omega_{AQ}(-) = \omega_0 \sqrt{\tilde{A} q^-}. \end{aligned} \quad (41)$$

Соответствующие выражения для моды $\Gamma_{27}(\Delta M_y, \Delta L_{cx}, \Delta L_{bz})$ получаются из приведенных действием операции симметрии $4'_{2z}$ (см. табл. 1).

Теперь о моде $\Gamma_{34}(\Delta M_z, \Delta L_{ax}, \Delta L_{by})$. Ее переменные (в основном состоянии $L_{ay}^0 = L_{bx}^0 \equiv (\pm)L$) не содержатся в выражениях (6) для Φ_{ME} и (7) для Φ_{AFE} , и поэтому она не возбуждается полем $\mathbf{E}(t)$. Ее частота $\omega_{AF}(-)$, так же как частота $\omega_{AF}(+)$ моды Γ_{35} (см. (30)), определяется релятивистскими константами, усиленными обменом \tilde{A}_M (см. ниже формулу (60)).

6. ВОЗБУЖДЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ $\mathbf{H}(t)$ ПРИ НАЛОЖЕНИИ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ \mathbf{E}^0

Хотя в работах [11, 12] обычный линейный магнитоэлектрический эффект (по полю $\mathbf{E}(t)$) достаточно уверенно наблюдать не удалось, зато весьма достоверно наблюдался другой магнитоэлектрический эффект, квадратичный по $\mathbf{E}(t)$. Теория дает этот эффект из следующих соображений.

Определим переменную намагниченность $\mathbf{M}(t)$,

$$\mathbf{M} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{h}}, \quad (42)$$

возникающую за счет зеемановского и магнитоэлектрического взаимодействий при одновременном приложении переменного магнитного $\mathbf{H} = \mathbf{h}(t)$ и постоянного электрического $\mathbf{E} = \mathbf{E}^0 = \text{const}$ полей. Энергия магнитоэлектрического взаимодействия в этом случае записывается в виде

$$\Phi'_{ME} = -R' [E_x^0 (\mathbf{h} \cdot \mathbf{L}_a) + E_y^0 (\mathbf{h} \cdot \mathbf{L}_b)]. \quad (43)$$

Здесь коэффициент R' имеет другой смысл и величину, чем соответствующий коэффициент R в выражении (6), и соотношение (43) лишь по симметрии аналогично членам, содержащим R в (6). В (43) мы не включили релятивистские слагаемые (аналогичные таковым из (6) при замене \mathbf{M} на \mathbf{h}), поскольку в равномодульной модели они не вносят вклада в величины ΔM_i , $\Delta L_{\xi i}$ ($\xi = a, b, c$) и $\mathbf{M}(t)$. Из (42) с учетом (10), (43) получаем выражение для полной намагниченности:

$$M_i(t) = \Delta M_i + R' (E_x^0 \Delta L_{ai} + E_y^0 \Delta L_{bi}), \quad (44)$$

в котором второе слагаемое, включающее все выражение в скобках, описывает вклад колебаний векторов антиферромагнетизма $\Delta L_{\xi i}$ в величину $\mathbf{M}(t)$. Этот вклад обусловлен обменной частью магнитоэлектрического взаимодействия с константой R' . Здесь ΔM_i , $\Delta L_{\xi i}$ ($\xi = a, b$) — колебательные переменные, относящиеся к модам (20)–(23) в фазе $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ и модам (31)–(33) в фазе $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$. Будем определять их из уравнений Ландау–Лифшица [13], используя в них термодинамический потенциал Φ , составленный из энергий Φ_{mag} (9), Φ_Z (10) и Φ_{ME} (43). Здесь мы исключаем из рассмотрения энергию антиферроэлектрического взаимодействия Φ_{AFE} (7), поскольку пренебрегаем незначительным влиянием постоянного электрического поля на основное состояние и частоту колебаний, возникающим при учете слагаемого Φ_{AFE} в термодинамическом потенциале Φ . Можно показать, что это влияние действительно оказывается относительно малым.

6.1. Фаза $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$

Рассмотрим вначале антимагнетную моду $\Gamma_{48}(\Delta L_{ax}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cz})$. Для нее уравнения Ландау–Лифшица [13] с учетом выражений (9)–(11), (43) дают

$$\Delta L_{ax} = -\Delta L_{by} = \frac{\omega_0^2 R' \tilde{A}_c (E_x^0 h_x - E_y^0 h_y)}{\omega_L^2(+)-\omega^2}, \quad (45)$$

$$\Delta L_{cz} = -\frac{i\omega}{\omega_0 \tilde{A}_c} \Delta L_{ax}, \quad (46)$$

где

$$\omega_L(+)=\omega_0\sqrt{\tilde{A}_c D^+} \quad (47)$$

— частота антимагнетного резонанса для моды Γ_{48} .

Аналогично для моды $\Gamma_{17}(\Delta M_x, \Delta L_{cy}, \Delta L_{bz})$ имеем

$$\Delta M_x = -\Delta L_{cy} = \frac{i\omega\omega_0 R' E_y^0 h_z + \omega_0^2 q^+ h_x}{\omega_{AQ}^2(+)-\omega^2}, \quad (48)$$

$$\Delta L_{bz} = \frac{\omega_0^2 \tilde{A} R' E_y^0 h_z - i\omega\omega_0 h_x}{\omega_{AQ}^2(+)-\omega^2}. \quad (49)$$

Переменные для моды $\Gamma_{26}(\Delta M_y, \Delta L_{cx}, \Delta L_{az})$, вырожденной с модой Γ_{17} , определяются из выражений (48), (49) действием, как и раньше, элемента симметрии 4_{2z} (см. табл. 1).

Для моды $\Gamma_{35}(\Delta M_z, \Delta L_{ay}, \Delta L_{bx})$ из уравнений Ландау–Лифшица [13] находим

$$\Delta M_z = \frac{i\omega\omega_0 R'(E_x^0 h_y - E_y^0 h_x) + \omega_0^2 K^+ h_z}{\omega_{AF}^2(+)-\omega^2}, \quad (50)$$

$$\begin{aligned} \Delta L_{ay} &= -\Delta L_{bx} = \\ &= \frac{\omega_0^2 \tilde{A}_M R'(E_x^0 h_y - E_y^0 h_x) - i\omega\omega_0 h_z}{\omega_{AF}^2(+)-\omega^2}. \end{aligned} \quad (51)$$

В (48)–(51) величины $\omega_{AQ}(+)$ и $\omega_{AF}(+)$ — собственные частоты соответствующих мод, приведенные выше в (28) и (30).

Из выражений (45), (46), (48)–(51) следует, что антимагнетная мода $\Gamma_{48}(\Delta L_{ax}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cz})$ (не возбуждаемая переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$) возбуждается переменным магнитным полем $\mathbf{h}(t) \perp z$ при поле $\mathbf{E}^0 \perp z$ благодаря магнитоэлектрическому взаимодействию. Другие, квазиантиферромагнетные, моды могут возбуждаться как за счет магнитоэлектрического (первые слагаемые в (48)–(51)), так и за счет зеемановского (последние слагаемые) взаимодействий. Так, квазиантиферромагнетная мода Γ_{17} (21) возбуждается магнитным полем $\mathbf{h}(t) \parallel x$ (благодаря взаимодействию Зеемана) или при одновременном приложении полей $\mathbf{h}(t) \parallel z$ и $\mathbf{E}^0 \parallel y$ (благодаря магнитоэлектрическому взаимодействию), а квазиантиферромагнетная мода Γ_{35} (23) возбуждается полем $\mathbf{h}(t) \parallel z$ или совместно полями $\mathbf{h}(t) \perp z$ и $\mathbf{E}^0 \perp z$ (см. табл. 2).

Используя в (44) выражения (45), (46), (48)–(51) для колебательных переменных ΔM , ΔL_ξ ($\xi = a, b$), находим, что полная намагнетченность $\mathbf{M}(t)$ определяется выражением

$$M_i(t) = (\chi_{ik} + \Delta\chi_{ik})h_k, \quad (52)$$

где χ_{ik} — тензор магнитной восприимчивости с диагональными компонентами (другие равны нулю)

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{1}{\tilde{A}} \frac{\omega_{AQ}^2(+)}{\omega_{AQ}^2(+)-\omega^2}, \quad (53)$$

$$\chi_{zz} = \frac{1}{\tilde{A}_M} \frac{\omega_{AF}^2(+)}{\omega_{AF}^2(+)-\omega^2}$$

(восприимчивости χ_{ik} описывают возбуждение намагнетченности $\mathbf{M}(t)$ магнитным полем $\mathbf{h}(t)$ за счет зеемановского взаимодействия); $\Delta\chi_{ik}$ — тензор, представляющий магнитоэлектрическую добавку к магнитной восприимчивости, с компонентами

$$\begin{aligned} \Delta\chi_{xx} &= \frac{R'^2}{D^+} \frac{\omega_L^2(+)}{\omega_L^2(+)-\omega^2} (E_x^0)^2 + \\ &+ \frac{R'^2}{K^+} \frac{\omega_{AF}^2(+)}{\omega_{AF}^2(+)-\omega^2} (E_y^0)^2, \end{aligned} \quad (54)$$

$$\begin{aligned} \Delta\chi_{yy} &= \frac{R'^2}{D^+} \frac{\omega_L^2(+)}{\omega_L^2(+)-\omega^2} (E_y^0)^2 + \\ &+ \frac{R'^2}{K^+} \frac{\omega_{AF}^2(+)}{\omega_{AF}^2(+)-\omega^2} (E_x^0)^2, \end{aligned} \quad (55)$$

$$\Delta\chi_{zz} = \frac{R'^2}{q^+} \frac{\omega_{AQ}^2(+)}{\omega_{AQ}^2(+)-\omega^2} [(E_x^0)^2 + (E_y^0)^2], \quad (56)$$

$$\begin{aligned} \Delta\chi_{xy} = \Delta\chi_{yx} &= - \left(\frac{R'^2}{D^+} \frac{\omega_L^2(+)}{\omega_L^2(+)-\omega^2} + \right. \\ &\left. + \frac{R'^2}{K^+} \frac{\omega_{AF}^2(+)}{\omega_{AF}^2(+)-\omega^2} \right) E_x^0 E_y^0, \end{aligned} \quad (57)$$

$$\begin{aligned} \Delta\chi_{xz} = -\Delta\chi_{zx} &= i\omega\omega_0 R' E_y^0 \left\{ [\omega_{AQ}^2(+)-\omega^2]^{-1} + \right. \\ &\left. + [\omega_{AF}^2(+)-\omega^2]^{-1} \right\}, \end{aligned} \quad (58)$$

$$\begin{aligned} \Delta\chi_{yz} = -\Delta\chi_{zy} &= -i\omega\omega_0 R' E_x^0 \left\{ [\omega_{AQ}^2(+)-\omega^2]^{-1} + \right. \\ &\left. + [\omega_{AF}^2(+)-\omega^2]^{-1} \right\}. \end{aligned} \quad (59)$$

Заметим, что компоненты χ_{ii} (54)–(56) и $\Delta\chi_{xy}$, $\Delta\chi_{yx}$ (57) описывают возбуждение намагнетченности $M_i(t)$ колебаниями $\Delta\mathbf{L}_\xi$ ($\xi = a, b$), вызванными магнитным полем $\mathbf{h}(t)$ за счет прямого обменного магнитоэлектрического взаимодействия. Остальные компоненты $\Delta\chi_{ik}$ (58), (59) описывают возбуждение намагнетченности $\mathbf{M}(t)$ магнитным полем $\mathbf{h}(t)$ за счет как прямого, так и косвенного магнитоэлектрических взаимодействий. Так, в выражениях (58) для

Таблица 2. Моды спиновых колебаний и возбуждающие их электрическое \mathbf{E} и магнитное \mathbf{h} поля в фазах Γ_4 и Γ_5 . Здесь $D^\pm = 4(8DL^2 \mp \tilde{q}_a - q_s)$, $K^\pm = 2(\mp K_1 \pm K_2 - 2q_s)$, $q^+ = -(\tilde{q}_a + q_s + K_1)$, $q^- = \tilde{q}_a - q_s - K_2$

Области устойчивости фаз	Моды колебаний	\mathbf{E}	\mathbf{E}^0, \mathbf{h}	\mathbf{h}	Собственные частоты
$\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ $\tilde{q}_a + q_s < 0$ $K^+ > 0$	$\Gamma_{48}(\Delta L_{ax}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cz})$	—	$E_x^0 h_x, E_y^0 h_y$	—	$\omega_L^+ = \omega_0 \sqrt{\tilde{A}_c D^+}$
	$\Gamma_{17}(\Delta M_x, \Delta L_{cy}, \Delta L_{bz})$	E_x	$E_y^0 h_z$	h_x	$\omega_{AQ}^+ = \omega_0 \sqrt{\tilde{A} q^+}$
	$\Gamma_{26}(\Delta M_y, \Delta L_{cx}, \Delta L_{az})$	E_y	$E_x^0 h_z$	h_y	$\omega_{AF}^+ = \omega_0 \sqrt{\tilde{A}_M K^+}$
	$\Gamma_{35}(\Delta M_z, \Delta L_{ay}, \Delta L_{bx})$	E_z	$E_x^0 h_y, E_y^0 h_x$	h_z	
$\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$ $\tilde{q}_a - q_s < 0$ $K^- > 0$	$\Gamma_{58}(\Delta L_{ay}, \Delta L_{bx}, \Delta L_{cz})$	E_z	$E_x^0 h_y, E_y^0 h_x$	—	$\omega_L^- = \omega_0 \sqrt{\tilde{A}_c D^-}$
	$\Gamma_{16}(\Delta M_x, \Delta L_{cy}, \Delta L_{az})$	E_y	$E_x^0 h_z$	h_x	$\omega_{AQ}^- = \omega_0 \sqrt{\tilde{A} q^-}$
	$\Gamma_{27}(\Delta M_y, \Delta L_{cx}, \Delta L_{bz})$	E_x	$E_y^0 h_z$	h_y	$\omega_{AF}^- = \omega_0 \sqrt{\tilde{A}_M K^-}$
	$\Gamma_{34}(\Delta M_z, \Delta L_{ax}, \Delta L_{by})$	—	$E_x^0 h_x, E_y^0 h_y$	h_z	

$\Delta\chi_{xz}$ и (59) для $\Delta\chi_{yz}$ первые слагаемые ответственны за прямое возбуждение колебаний $M_x = \Delta M_x$ (первый член в (48)) и $M_y = \Delta M_y$, принадлежащих соответственно модам Γ_{17} и Γ_{26} , а вторые слагаемые — за косвенное возбуждение намагниченностей M_x и M_y колебаниями ΔL_{ay} и ΔL_{bx} моды Γ_{35} (последний член в (51)), вызванными не магнитоэлектрическим, а зеемановским взаимодействием. Аналогично в выражениях (58) для $\Delta\chi_{zx}$ и (59) для $\Delta\chi_{zy}$ первые слагаемые описывают косвенное магнитоэлектрическое возбуждение намагниченности M_z колебаниями ΔL_{bz} моды Γ_{17} (последний член в (49)) и колебаниями ΔL_{az} моды Γ_{26} , обусловленными зеемановским взаимодействием, а вторые слагаемые ответственны за прямое магнитоэлектрическое возбуждение колебаний $M_z = \Delta M_z$ (члены с R' в (50)), принадлежащих моде Γ_{35} .

Заметим, что формулы (53)–(59) остаются справедливыми и при электрическом поле, имеющем наряду с постоянной частью \mathbf{E}^0 и переменную (квазистатическую) составляющую $\mathbf{E}(t)$, если в них провести замены $\mathbf{E}^0 \rightarrow \mathbf{E}^0 + \mathbf{E}(t)$, $\omega \rightarrow \omega_E + \omega_h \approx \omega_h$, где ω_E и ω_h ($\omega_E \ll \omega_h$) — частоты колебаний электрического и магнитного полей.

6.2. Фаза $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$

Перейдем теперь к фазе $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$. Антимагнная мода $\Gamma_{58}(\Delta L_{ay}, \Delta L_{bx}, \Delta L_{cz})$ этой

фазы, так же как и антимагнная мода $\Gamma_{48}(\Delta L_{ax}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cz})$ фазы $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$, возбуждается магнитным полем $\mathbf{h}(t) \perp z$ при $\mathbf{E}^0 \perp z$ (см. табл. 2). Колебательные переменные этой моды определяются из выражений (45), (46) с использованием в них замен $\Delta L_{ax} \rightarrow \Delta L_{ay}$, $\Delta L_{by} \rightarrow \Delta L_{bx}$, $h_x \leftrightarrow h_y$, $\omega \rightarrow -\omega$, $\omega_L(+)\rightarrow \omega_L(-)$, где $\omega_L(-)$ — частота антимагнного резонанса для моды Γ_{58} (см. (37)).

Квазиантиферромагнная мода $\Gamma_{16}(\Delta M_x, \Delta L_{cy}, \Delta L_{az})$ возбуждается магнитным полем $\mathbf{h}(t) \parallel x$ или совместным действием полей $\mathbf{E}^0 \parallel x$ и $\mathbf{h}(t) \parallel z$, а мода $\Gamma_{27}(\Delta M_y, \Delta L_{cx}, \Delta L_{bz})$ — полем $\mathbf{h}(t) \parallel y$ или полем $\mathbf{h}(t) \parallel z$ при $\mathbf{E}^0 \parallel y$ (табл. 2). При этом колебательные переменные моды Γ_{16} определяются формулами (48), (49) путем подстановок $\Delta L_{bz} \rightarrow \Delta L_{az}$, $E_y^0 \rightarrow E_x^0$, $q^+ \rightarrow q^-$, $\omega_{AQ}(+)\rightarrow \omega_{AQ}(-)$, а мода Γ_{27} получается из Γ_{16} действием элемента симметрии $4'_{2z}$.

И наконец, квазиантиферромагнная мода $\Gamma_{34}(\Delta M_z, \Delta L_{ax}, \Delta L_{by})$ (электронеактивная) возбуждается магнитным полем $\mathbf{h}(t) \parallel z$ или совокупностью полей $\mathbf{E}^0 \perp z$, $\mathbf{h}(t) \perp z$ (табл. 2). Переменные этой моды вычисляются по формулам (50), (51) с использованием в них замен $\Delta L_{ay} \rightarrow \Delta L_{ax}$, $\Delta L_{bx} \rightarrow \Delta L_{by}$, $h_x \leftrightarrow h_y$, $\omega \rightarrow -\omega$, $K^+ \rightarrow K^-$, $\omega_{AF}(+)\rightarrow \omega_{AF}(-)$, где $\omega_{AF}(-)$ — собственная частота моды Γ_{34} , определяемая по формуле

$$\omega_{AF}(-) = \omega_0 \sqrt{\tilde{A}_M K^-}. \quad (60)$$

Намагниченность $\mathbf{M}(t)$ (44), связанную с колебаниями $\Delta\mathbf{M}$, $\Delta\mathbf{L}_\xi$ ($\xi = a, b$), можно вычислить в этой фазе также по формулам (52)–(59) с использованием в них подстановок

$$\begin{aligned} \chi_{ik}(+) &\rightarrow \chi_{ik}(-), & \Delta\chi_{xx}(+) &\rightarrow \Delta\chi_{yy}(-), \\ \Delta\chi_{yy}(+) &\rightarrow \Delta\chi_{xx}(-), & \Delta\chi_{zz}(+) &\rightarrow \Delta\chi_{zz}(-), \\ \Delta\chi_{xy}(+) &= \Delta\chi_{yx}(+) \rightarrow \Delta\chi_{xy}(-) = \Delta\chi_{yx}(-), \\ \Delta\chi_{xz}(+) &= -\Delta\chi_{zx}(+) \rightarrow -\Delta\chi_{yz}(-) = & (61) \\ &= \Delta\chi_{zy}(-), \\ \Delta\chi_{yz}(+) &= -\Delta\chi_{zy}(+) \rightarrow -\Delta\chi_{xz}(-) = \\ &= \Delta\chi_{zx}(-), \end{aligned}$$

при этом в (53)–(59) все знаки «+» заменяются на «-».

Экспериментально магнитоэлектрические эффекты в соединении Nd_2CuO_4 исследовались в работах [11, 12]. В [11] наблюдалось возбуждение квазиантиферромагнитной моды $\Gamma_{35}(\Delta M_z, \Delta L_{ay}, \Delta L_{bx})$ переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t) \parallel [001]$ при температурах $1.5 \text{ K} < T < 50 \text{ K}$. А в работе [12] при температуре ниже 10 K наблюдалась квадратичная зависимость ($\Delta\chi_{zz} \propto E_x^2(t)$) магнитоэлектрической части восприимчивости $\Delta\chi_{zz}$ от амплитуды квазистатического электрического поля $\mathbf{E}(t) \parallel [100]$, имеющего частоту $f_E = \omega_E/2\pi = 2.6 \text{ кГц}$. При этом высокочастотное магнитное поле $\mathbf{h}(t) \parallel [001]$ имело частоту $f_h = \omega_h/2\pi = 36 \text{ ГГц}$. При дополнительном приложении постоянного электрического поля $\mathbf{E}^0 \parallel [100]$ магнитная восприимчивость $\Delta\chi_{zz} \propto (E_x^0 + E_x(t))^2$ приобретала не только квадратичную, но и линейную зависимость от переменного поля $\mathbf{E}(t)$ ($\Delta\chi_{zz} \propto E_x^0 E_x(t)$). Эти экспериментальные результаты находятся в согласии с формулами (29) и (56), если в последней провести замены $E_x^0 \rightarrow E_x^0 + E_x(t)$, $E_y = 0$, $\omega \rightarrow \omega_E + \omega_h \approx \omega_h$.

Однако в работе [12] не удалось обнаружить статического линейного магнитоэлектрического эффекта. Возможно, это связано с доменной структурой образца, приводящей к уменьшению величины статических магнитоэлектрических восприимчивостей $\alpha_{xx}^0 = \alpha_{yy}^0$ и α_{zz}^0 , определяемых из выражений (27) и (29) при $\omega = 0$. По оценкам самих авторов работы [12] эти восприимчивости в сотни раз меньше, чем в поликристаллическом образце Sr_2O_3 , и не превышают величину $5 \cdot 10^{-7}$ ед. СГС. Заметим, что монодоменизация образца путем соответствующей термомагнитной обработки может привести к значительному росту величины магнитоэлектри-

ских восприимчивостей. Например, в антиферромагнитном соединении Gd_2CuO_4 магнитоэлектрическая восприимчивость $\alpha_{zz}^0 \sim 10^{-8}$ ед. СГС после магнитоэлектрического отжига возросла до $3 \cdot 10^{-5}$ ед. СГС при $T = 5 \text{ K}$ [18].

7. КИРАЛЬНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Как уже упоминалось, в соединении Nd_2CuO_4 при температурах $T_1 = 30 \text{ K}$ и $T_2 = 70 \text{ K}$ происходят последовательные фазовые переходы $\Gamma_4 \leftrightarrow \Gamma_5 \leftrightarrow \Gamma_4$ [3, 6, 7] между двумя киральными фазами $\Gamma_4(Q_z = 1)$ и $\Gamma_5(Q_z = -1)$, сопровождаемые изменением киральности Q_z . Ниже проводится более детальное рассмотрение этих переходов.

Для их описания представим намагниченности подрешеток \mathbf{M}_ν в виде

$$M_{\nu x} = M_0 \cos \varphi_\nu, \quad M_{\nu y} = M_0 \sin \varphi_\nu, \quad (62)$$

где φ_ν — полярные углы векторов \mathbf{M}_ν ($\nu = 1, 2, 3, 4$). Учитывая соотношения (62) в определении (3) векторов \mathbf{L}_a и \mathbf{L}_b , можно представить анизотропную часть термодинамического потенциала Φ_{mag} (9) при $\mathbf{M}^0 = \mathbf{L}_c^0 = 0$ (включающую слагаемые с коэффициентами q_a, q_s, K_1, K_2 в (9)) в виде энергии анизотропии $\Phi_{an}(\varphi_\nu)$, зависящей от углов φ_ν (не будем приводить явный вид энергии $\Phi_{an}(\varphi_\nu)$ из-за его громоздкости).

Исследуя на минимум энергию $\Phi_{an}(\varphi_\nu)$, находим, что границы устойчивости фазы $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ при значениях углов $\varphi_1 = -\varphi_2 = \pi/4$, $\varphi_3 = -\varphi_4 = 3\pi/4$, соответствующих этой фазе, определяются неравенствами

$$\tilde{q}_a + q_s < 0, \quad (63)$$

$$\frac{1}{2}(K_2 - K_1) - q_s > 0, \quad (64)$$

а устойчивость фазы $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$ при значениях углов $\varphi_1 = -\varphi_3 = \pi/4$, $\varphi_2 = -\varphi_4 = 3\pi/4$, относящихся к этой фазе, характеризуется неравенствами

$$\tilde{q}_a - q_s > 0, \quad (65)$$

$$\frac{1}{2}(K_1 - K_2) - q_s > 0. \quad (66)$$

Согласно (9), в области устойчивости фаз $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ и $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$ энергия анизотропии Φ_{an} является величиной отрицательной, поэтому релятивистские константы $q_s < 0$, $K_1 < 0$, $K_2 < 0$, а коэффициент киральности \tilde{q}_a , согласно (63), (65), меняет свой знак при фазовых переходах.

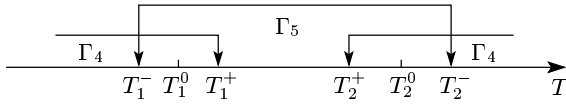


Рис. 3. Температурные гистерезисы при последовательных киральных фазовых переходах $\Gamma_4 \leftrightarrow \Gamma_5 \leftrightarrow \Gamma_4$ в соединении Nd_2CuO_4

Фазовые переходы $\Gamma_4 \leftrightarrow \Gamma_5 \leftrightarrow \Gamma_4$ между киральными фазами Γ_4 и Γ_5 происходят, согласно эксперименту [6, 7], при двух температурах, $T_1^0 = 30$ К и $T_2^0 = 70$ К. В этих точках перехода обращается в нуль величина

$$a(T) = \tilde{q}_a + \frac{1}{2}(K_1 - K_2), \quad (67)$$

соответствующая равенству энергий анизотропии, $\Phi_{an}(\Gamma_4) = \Phi_{an}(\Gamma_5)$, двух киральных фаз. Вблизи температур переходов T_1^0 и T_2^0 зависимость $a(T)$ (67) можно представить соответственно в виде

$$a(T) \approx \lambda_1(T - T_1^0) \quad \text{и} \quad a(T) \approx \lambda_2(T_2^0 - T), \quad (68)$$

где $\lambda_1 > 0$ и $\lambda_2 > 0$ — коэффициенты, определяющие быстроту изменения величины $a(T)$ при $T = T_1^0$ и $T = T_2^0$.

Из выражений (63), (64) или (65), (66) можно выбрать единственное неравенство, определяющее границу устойчивости фазы Γ_4 или Γ_5 , оно зависит от знака величины киральной константы $\tilde{q}_a(T_{1,2}^0)$, определенной в точках фазового перехода. При $\tilde{q}_a(T_{1,2}^0) > 0$ границы устойчивости фаз определяются соответственно неравенствами (63) и (66), а при $\tilde{q}_a(T_{1,2}^0) < 0$ — неравенствами (64) и (65).

Учитывая соотношения (67) и (68) в неравенствах (63)–(66), находим, что фазы Γ_4 и Γ_5 устойчивы соответственно при температурах

$$\text{фаза } \Gamma_4^+ : \quad T < T_1^+ \quad \text{и} \quad T > T_2^+, \quad (69)$$

$$\text{фаза } \Gamma_5^- : \quad T_1^- < T < T_2^-, \quad (70)$$

где

$$T_1^\pm = T_1^0 \pm \Delta_1 \quad \text{и} \quad T_2^\pm = T_2^0 \mp \Delta_2$$

— температуры потери устойчивости киральных фаз Γ_4^+ и Γ_5^- (рис. 3).

Температурные гистерезисы переходов, $\Delta T_1 = T_1^+ - T_1^- = 2\Delta_1$ и $\Delta T_2 = T_2^- - T_2^+ = 2\Delta_2$, определяются величинами

$$\Delta_{1,2} = \frac{1}{\lambda_{1,2}} (|q_s| - |q_a|)_{T=T_{1,2}^0}. \quad (71)$$

Таким образом, последовательные киральные фазовые переходы $\Gamma_4 \leftrightarrow \Gamma_5 \leftrightarrow \Gamma_4$, происходящие при температурах T_1^0 и T_2^0 , являются переходами первого рода с температурными гистерезисами $\Delta T_{1,2} = 2\Delta_{1,2}$. Их особенности в связи с киральностью и изменения резонансных частот в точках перехода будут обсуждаться в заключительном разд. 9.

8. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯМР ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Рассмотренные выше эффекты возбуждения антимагнонов и квазиантиферромагнонов переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$ обусловлены магнитоэлектрическим и антиферроэлектрическим взаимодействиями и обычно относятся к области СВЧ (а может быть и еще более высоких частот).

В более низкой (радиочастотной) области указанные взаимодействия могут проявляться в эффекте резонансного возбуждения ядерных спинов (ядерный магнитоэлектрический резонанс, ЯМЭР) переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$ [13, 17, 19, 20]. Это имеет место, если частота поля $\mathbf{E}(t)$, раскачивающего векторы \mathbf{L} или \mathbf{M} за счет магнитоэлектрического взаимодействия, близка к частоте ЯМР

$$\omega_{n\nu} = \gamma_n H_{n\nu}, \quad (72)$$

определяемой постоянной частью поля сверхтонкого взаимодействия в электронной подсистеме,

$$H_{n\nu} = F M_\nu^0, \quad (73)$$

γ_n — ядерное магнитомеханическое отношение, F — константа сверхтонкого взаимодействия, M_ν^0 — намагниченность ν -й подрешетки в основном состоянии.

Рассмотрим вначале возбуждение ЯМР электрическим полем $\mathbf{E}(t)$ в фазе $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ с обменной магнитной структурой I, характеризуемой киральностью $Q_z = 1$. Для этого включим в термодинамический потенциал Φ (11) дополнительно слагаемые

$$\Phi_{ME}^n = -R^n [E_x(\mathbf{L}_a \cdot \mathbf{m}) + E_y(\mathbf{L}_b \cdot \mathbf{m})] - s_3^n m_z E_z (L_{ax} + L_{by}), \quad (74)$$

$$\Phi_{AFE}^n = -G^n [E_x(\mathbf{L}_b \cdot \mathbf{l}_c) + E_y(\mathbf{L}_a \cdot \mathbf{l}_c)] - f_3^n l_{cz} E_z (L_{ay} + L_{bx}), \quad (75)$$

$$\Phi_{HF} = -\frac{F}{4} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{m} + \mathbf{L}_a \cdot \mathbf{l}_a + \mathbf{L}_b \cdot \mathbf{l}_b + \mathbf{L}_c \cdot \mathbf{l}_c), \quad (76)$$

где Φ_{ME}^n и Φ_{AFE}^n описывают ядерные магнитоэлектрическое и антиферроэлектрическое взаимодействия, а Φ_{HF} — сверхтонкое взаимодействие

ядерных намагниченностей подрешеток \mathbf{m}_ν с векторами \mathbf{M} и \mathbf{L}_ξ ($\xi = a, b, c$). Здесь \mathbf{m} и \mathbf{l}_ξ — ядерные векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма, связанные с \mathbf{m}_ν ($\nu = 1, 2, 3, 4$) соотношениями, аналогичными (3).

Заметим, что в выражениях (74), (75) мы пренебрегли некоторыми релятивистскими слагаемыми, аналогичными таковым из (6) и (7) с коэффициентами s_1, s_2 и f_1, f_2 . Учет их привел бы лишь к незначительной перенормировке констант R^n и G^n , стоящих при скалярных произведениях \mathbf{L} с \mathbf{m} и \mathbf{L} с \mathbf{l} , которые, аналогично обмену в электронной подсистеме, можно полагать, превосходят анизотропные взаимодействия.

Постоянные поля $\mathbf{H}_{n\nu}$ сверхтонкого взаимодействия в фазе $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$, согласно (73), имеют компоненты

$$H_{n1}^x = H_{n2}^x = -H_{n3}^x = -H_{n4}^x = (\pm)FM_0/\sqrt{2},$$

$$H_{n1}^y = -H_{n2}^y = H_{n3}^y = -H_{n4}^y = (\pm)FM_0/\sqrt{2}.$$

Им соответствуют постоянные ядерные намагниченности $\mathbf{m}_\nu^0 = \chi_n^0 \mathbf{H}_{n\nu}$ подрешеток с компонентами

$$\begin{aligned} m_{1x}^0 &= m_{2x}^0 = -m_{3x}^0 = -m_{4x}^0 = \\ &= (\pm)\chi_n^0 FM_0/\sqrt{2}, \\ m_{1y}^0 &= -m_{2y}^0 = m_{3y}^0 = -m_{4y}^0 = \\ &= (\pm)\chi_n^0 FM_0/\sqrt{2}, \end{aligned} \quad (77)$$

где χ_n^0 — статическая ядерная магнитная восприимчивость.

Учитывая выражения (77) в определении векторов \mathbf{m} и \mathbf{l}_ξ (по формулам, аналогичным (3)), находим, что в основном состоянии вектор ядерной намагниченности $\mathbf{m}^0 = 0$, а векторы ядерного антиферромагнетизма \mathbf{l}_ξ^0 имеют компоненты

$$l_{ax}^0 = l_{by}^0 = (\pm)\sqrt{8}\chi_n^0 FM_0 \equiv (\pm)\chi_n^0 FL. \quad (78)$$

Выделим теперь из ядерной части термодинамического потенциала

$$\Phi^n = \Phi_{ME}^n + \Phi_{AFE}^n + \Phi_{HF} \quad (79)$$

квадратичную форму Φ_2^n . Принимая во внимание соотношения (78), а также условия равномодульно-

сти для ядерных векторов \mathbf{m} и \mathbf{l}_ξ (аналогичные (14), (15)), что справедливо в линейной теории, имеем²⁾

$$\begin{aligned} \Phi_2^n(\pm) &= -(\tilde{G}^n - \tilde{R}^n)(E_x l_{cy} + E_y l_{cx}) - 2\tilde{s}_3^n m_z E_z - \\ &- \frac{F}{4}(\Delta M_z m_z + \Delta L_{az} l_{az} + \\ &+ 2\Delta L_{bx} l_{bx} + 2\Delta L_{by} l_{by} + \Delta L_{bz} l_{bz} + \\ &+ 2\Delta L_{cx} l_{cx} + 2\Delta L_{cy} l_{cy} + \Delta L_{cz} l_{cz}), \end{aligned} \quad (80)$$

где

$$\tilde{G}^n - \tilde{R}^n = (\pm)(G^n - R^n)L, \quad \tilde{s}_3^n = (\pm)s_3^n L.$$

Регистрацию сигналов ЯМЭР можно провести по добротности, определяя тепловые потери [17]

$$Q^n = -\overline{\mathbf{P}^n \dot{\mathbf{E}}}. \quad (81)$$

Здесь \mathbf{P}^n — ядерная часть электрической поляризации, связанной с колебаниями векторов \mathbf{m} и \mathbf{l}_ξ . Выражение для \mathbf{P}^n можно найти из определения эффективной поляризации

$$\mathbf{P} = -\frac{\partial \tilde{\Phi}_2}{\partial \mathbf{E}}, \quad (82)$$

где $\tilde{\Phi}_2 = \Phi_2 + \Phi_2^n$ — квадратичная форма полного термодинамического потенциала. Учитывая в (82) выражения (24) для Φ_2 и (80) для Φ_2^n , находим

$$P_{x,y} = (\tilde{G} - \tilde{R}) \Delta L_{cy,x} + (\tilde{G}^n - \tilde{R}^n) l_{cy,x}, \quad (83)$$

$$P_z = 2(\tilde{s}_3 \Delta M_z + \tilde{s}_3^n m_z). \quad (84)$$

Поскольку нас в данном случае интересуют частоты

$$\omega \approx \omega_n \ll \omega_{AQ}, \omega_{AF} \quad (85)$$

значительно ниже собственных частот ω_{AQ}, ω_{AF} квазиантиферромагнитных колебаний, можно принять квазиравновесное приближение. В этом случае переменные $\Delta \mathbf{L}_c$ и $\Delta \mathbf{M}$ можно определить непосредственно из требования минимума энергии:

$$\frac{\partial \tilde{\Phi}_2}{\partial \mathbf{L}_c} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\Phi}_2}{\partial \mathbf{M}} = 0.$$

Отсюда имеем

$$\Delta L_{cx,y} = \frac{\tilde{G} - \tilde{R}}{\tilde{A}} E_{y,x} + \frac{F}{2\tilde{A}} l_{cx,y}, \quad (86)$$

²⁾ Последние остаются в силе и для парамагнитной спиновой системы, каковой является ядерная подсистема, если не выходить за рамки линейной теории по колебаниям ядерных спинов, которая будет рассмотрена ниже.

$$\Delta M_z = \frac{2\tilde{s}_3}{\tilde{A}_M} E_z + \frac{F}{4\tilde{A}_M} m_z. \quad (87)$$

Для окончательного нахождения резонансного отклика на поле $\mathbf{E}(t)$ в виде эффективной поляризации (83), (84) необходимо решить уравнения движения для \mathbf{m} и \mathbf{l}_c (в линейном или нелинейном приближении в зависимости от того, какой эксперимент предполагается ставить, в непрерывном или импульсном режиме). Как уже отмечалось, приведем результаты только для линейного случая. При этом для $l_{c\alpha}$ ($\alpha = x, y$) и m_z получаем

$$l_{c,x,y} = 2\chi_n(\omega) \left[\left(\tilde{G}^n - \tilde{R}^n \right) + \frac{\tilde{G} - \tilde{R}}{2\tilde{A}} F \right] E_{y,x}, \quad (88)$$

$$m_z = 8\chi_n(\omega) \left(\tilde{s}_3^n + \frac{\tilde{s}_3}{4\tilde{A}_M} F \right) E_z. \quad (89)$$

Здесь

$$\chi_n(\omega) = \chi_n^0 \frac{\omega_n^2}{\omega_n^2 - \omega^2} \quad (90)$$

является восприимчивостью ЯМР, а $\omega_n = \gamma_n F M_0$ — его частотой.

Формулы (88), (89) описывают два канала резонансного возбуждения сигналов ЯМЭР. Слагаемые, содержащие $\tilde{G}^n - \tilde{R}^n$ и \tilde{s}_3^n , описывают прямое возбуждение поляризации $\mathbf{P}^n(t)$ колебаниями величин $l_{c\alpha}$ ($\alpha = x, y$) и m_z (см. формулы (83), (84)). Вторые слагаемые с $\tilde{G} - \tilde{R}$ и \tilde{s}_3 ответственны за косвенное возбуждение через сверхтонкое взаимодействие векторов \mathbf{L}_c с \mathbf{l}_c и \mathbf{M} с \mathbf{m} . Каждый из этих каналов характеризуется своими магнито- и антиферроэлектрическими константами.

Подставляя выражения (86)–(89) в (83) и (84), находим, что ядерная часть поляризации определяется выражениями

$$P_\alpha^n = 2\chi_n(\omega) \left[\tilde{G}^n - \tilde{R}^n + \frac{\tilde{G} - \tilde{R}}{2\tilde{A}} F \right]^2 E_\alpha, \quad (91)$$

$\alpha = x, y,$

$$P_z^n = 8\chi_n(\omega) \left(\tilde{s}_3^n + \frac{\tilde{s}_3}{4\tilde{A}_M} F \right)^2 E_z. \quad (92)$$

Именно поляризация \mathbf{P}^n с компонентами P_α^n (91) и P_z^n (92), связанная с ядерной подсистемой и вызванная полем $\mathbf{E}(t)$, представляет собой линейный сигнал ЯМЭР, проявляющийся в пучности этого поля.

Вычисление поглощаемой энергии Q^n (81) с учетом соотношений (91), (92) дает

$$Q^n = \omega \chi_n''(\omega) \left\{ \left[\tilde{G}^n - \tilde{R}^n + \frac{\tilde{G} - \tilde{R}}{2\tilde{A}} F \right]^2 \times \right. \\ \left. \times (|E_x|^2 + |E_y|^2) + 4 \left(\tilde{s}_3^n + \frac{\tilde{s}_3}{4\tilde{A}_M} F \right)^2 |E_z|^2 \right\}, \quad (93)$$

где $\chi_n''(\omega)$ — мнимая часть величины $\chi_n(\omega)$ (90), равная

$$\chi_n''(\omega) = \chi_n^0 \frac{2\omega\Gamma_n\omega_n^2}{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + (2\omega\Gamma_n)^2}. \quad (94)$$

Здесь диссипация снова учтена путем замены $\omega \rightarrow \omega + i\Gamma_n$ (по Блоху).

В фазе $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$ с обменной магнитной структурой II и киральностью $Q_z = -1$ эффект ЯМЭР можно также описывать формулами вида (91)–(94), если в них провести замену констант:

$$\tilde{s}_3^n \rightarrow \tilde{f}_3^n = (\pm)f_3^n L, \quad \tilde{s}_3 \rightarrow \tilde{f}_3 = (\pm)f_3 L, \quad \tilde{A}_M \rightarrow \tilde{A}_c.$$

Следовательно, как и должно быть при фазовом переходе первого рода, сигнал ЯМЭР при киральном переходе скачком изменяется по величине (правда, в формуле (91) скачок появляется, если только дополнительно учесть релятивистские магнито- и антиферроэлектрические взаимодействия).

9. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Пожалуй, самое главное положение, принятое в настоящей статье на основе работ [7, 11, 12], в которых установлено существование магнитоэлектрического и антиферроэлектрического взаимодействий в Nd_2CuO_4 , состоит в принятии для симметрии этого купрата кристаллохимической группы $P4_2/mnm \equiv D_{4h}^{14}$, что отличается от объемно-центрированной группы $I4/mmm \equiv D_{4h}^{17}$, якобы установленной для купрата неодима в ряде других работ [1–4]. Это позволило нам подробно исследовать динамику соединения Nd_2CuO_4 на основе представления о киральном дублете и фазовом переходе между компонентами этого дублета.

Второй важный момент — это предположение о возможности существования такой доменной структуры, что домены, будучи равносильными по энергии и другим характеристикам, различаются лишь знаками векторов антиферромагнетизма и связанными с ними знаками магнитоэлектрических намагниченностей, что может обращать в нуль (или,

во всяком случае, уменьшать) полную магнитоэлектрическую намагниченность (линейный по полю \mathbf{E} магнитоэлектрический эффект) и связанную с ней магнитоэлектрическую восприимчивость, вызванную электрическим полем, при отличном от нуля поглощении энергии электрического поля, квадратичному по нему.

И наконец, удачная форма записи магнитоэлектрического взаимодействия в виде (43) позволила объяснить наблюдаемый в работе [12] квадратичный по \mathbf{E} эффект, определяемый линейным магнитоэлектрическим взаимодействием и не зависящий от указанной доменной структуры в условиях, когда поле \mathbf{E} прикладывается наряду с переменным полем $\mathbf{H} \equiv \mathbf{h}(t)$.

Итак, в интересующем нас четырехподрешеточном антиферромагнетике Nd_2CuO_4 с кристаллической структурой, описываемой группой (2), магнитные ионы Cu^{2+} занимают нецентросимметричную позицию, что объясняет существование как магнитоэлектрического (6), так и антиферроэлектрического (7) взаимодействия. Главные слагаемые носят обменный характер. Кроме того, в купрате неодима неколлинеарные магнитные структуры (фазы) I и II типа «квадрат» (или «прямоугольный крест») образуют обменный дублет с различными киральностями и различной магнитной симметрией. Так, например, симметрия фазы $\Gamma_4(L_{ax}^0, L_{by}^0)$ с обменной структурой I и киральностью $Q_z = 1$ определяется магнитной группой $\bar{\Gamma}'4_{2z}2'_{1x}$, а симметрия фазы $\Gamma_5(L_{ay}^0, L_{bx}^0)$ с обменной структурой II и киральностью $Q_z = -1$ — магнитной группой $\bar{\Gamma}'4'_{2z}2'_{1x}$.

И еще важное замечание. В нашей статье принято, что неколлинеарность структур (I и II) связана с обменом (см. неравенства (13)). В то же время для другой версии кристаллохимической группы (1) в некоторых работах было показано, что неколлинеарность структуры может быть обусловлена псевдодипольным взаимодействием [3, 4]. Во всяком случае, и в нашей модели роль последнего необходимо исследовать более подробно, хотя мы условились не обсуждать конкретно микромеханизмов взаимодействия.

В каждой из рассмотренных фаз, например в фазе Γ_4 (или Γ_5), имеются по четыре моды спиновых колебаний. Одна из них, Γ_{48} (20) (или Γ_{58} (31)), является антимагнетонной и имеет частоту $\omega_L(+)$ (47) (или $\omega_L(-)$ (37)), зависящую от разности (или суммы) констант биквадратичного обмена D и киральности \tilde{q}_a , при этом последняя имеет полуобменную-полурелятивистскую природу. (Напомним, что знаки «+» или «-» в аргументах или в верхних ин-

дексах физических величин означают, что они относятся соответственно к фазе Γ_4 или Γ_5 с киральностями $Q_z = +1$ или $Q_z = -1$.) Две другие квазиантиферромагнетонные моды, Γ_{17} (21) и Γ_{26} (22) (или Γ_{16} и Γ_{27} (32)), являются вырожденными и имеют частоту $\omega_{AQ}(+)$ (28) (или $\omega_{AQ}(-)$ (41)), определяемую средним геометрическим значением обменной константы \tilde{A} и перенормированного коэффициента киральности q^+ (или q^-). И наконец, четвертая мода Γ_{35} (23) (или Γ_{34} (33)) имеет частоту $\omega_{AF}(+)$ (30) (или $\omega_{AF}(-)$ (60)), характеризуемую средним геометрическим значением обменной константы \tilde{A}_M и линейной комбинации K^+ (или K^-), состоящей из релятивистских констант магнитной анизотропии.

Как показано в табл. 2, если $\mathbf{E}^0 = 0$, то некоторые из этих мод не могут возбуждаться электрическим $\mathbf{E}(t)$ или магнитным $\mathbf{h}(t)$ полем (например, антимагнетонная мода $\Gamma_{48}(\Delta L_{ax}, \Delta L_{by}, \Delta L_{cz})$ не возбуждается ни тем, ни другим). Но нами, дополнительно к работе [7], рассмотрен также случай $\mathbf{E}^0 \neq 0$, для которого оказывается возможным резонанс (при тех или иных направлениях полей) для всех рассмотренных мод (см. четвертую колонку в табл. 2). При этом собственные частоты приближенно остаются прежними (как при $\mathbf{E}^0 = 0$).

Экспериментально установлено, что в Nd_2CuO_4 наблюдаются последовательные фазовые переходы $\Gamma_4 \leftrightarrow \Gamma_5 \leftrightarrow \Gamma_4$, связанные с изменением киральности при температурах $T_1 = 30$ К и $T_2 = 70$ К [6, 7]. Как оказалось, эти фазовые переходы являются фазовыми переходами первого рода типа порядок — порядок³⁾.

Обсудим далее поведение резонансных частот

³⁾ В обзоре Кавамуры [21] рассматриваются магнитные структуры с фрустрацией (т.е. в системе антиферромагнитно взаимодействующих спинов невозможно получить коллинеарный антиферромагнетизм). Фрустрация приводит к появлению обменно-неколлинеарных (киральных) структур, например, треугольного вида в системе трех спинов в одной позиции кратных точек. В нашем случае четырех однопозиционных спинов фрустрация отсутствует — они могут упорядочиваться антиферромагнитно коллинеарным образом. Обмен-неколлинеарные киральные магнитные структуры (см. рис. 2) возникают из требования минимума энергии. Здесь мы упоминаем обзор [21] лишь в связи с тем, что в нем обсуждается возможность существования нового класса фазовых переходов, связанного с киральностью. Но там речь идет о фазовых переходах из парамагнитной структуры в упорядоченную антиферромагнитную киральную структуру. Мы же здесь рассматриваем в рамках обычной теории Ландау фазовый переход из одного упорядоченного состояния в другое с изменением киральности. Следовательно, рассматриваемый в [21] специальный универсальный фазовый переход, сопровождающий появление нового качества — киральности — в нашем случае не имеет места.

при рассматриваемых фазовых переходах, используя табл. 2. Несложный анализ показывает, что здесь возможны две ситуации.

1. Если в точках $T = T_{1,2}^0$ фазового перехода (рис. 3) коэффициент киральности $\tilde{q}_a(T_{1,2}^0) > 0$, то при критических температурах $T = T_{1,2}^+$ и $T = T_{1,2}^-$, равных температурам потери устойчивости фаз $\Gamma_4(+)$ и $\Gamma_5(-)$, обращаются в нуль соответственно величины

$$\tilde{q}_a + q_s|_{T=T_{1,2}^+} = 0 \quad \text{и} \quad K^-|_{T=T_{1,2}^-} = 0. \quad (95)$$

Самое интересное здесь, пожалуй, состоит в том, что в точках $T = T_{1,2}^-$ обращается в нуль частота $\omega_{AF}(-)$ (60) квазиантиферромагнитной моды Γ_{34} (33) (аналогично тому, как это имеет место для мягкой моды при фазовом переходе второго рода):

$$\omega_{AF}^-(T_{1,2}^-) = 0. \quad (96)$$

При этом, конечно, фаза Γ_5 исчезает, а вместо нее появляется фаза Γ_4 с отличной от нуля частотой в этих точках:

$$\omega_{AF}^+(T_{1,2}^-) = 2\omega_0 \sqrt{2\tilde{A}_M|q_s|}. \quad (97)$$

Для всех других частот в точках $T = T_{1,2}^-$ потери устойчивости (второе условие в (95)), а также в точках $T = T_{1,2}^+$ (соответствующих первому условию в (95)) имеют место характерные для фазовых переходов первого рода изменения (скачок) с одновременным изменением фазы (но частота одной из фаз уже не обращается в нуль). Соответствующие результаты можно получить, пользуясь табл. 2.

2. Если коэффициент киральности $\tilde{q}_a(T_{1,2}^0) < 0$, то температуры $T = T_{1,2}^+$ и $T = T_{1,2}^-$ определяются соответственно равенствами

$$K^+|_{T=T_{1,2}^+} = 0 \quad \text{и} \quad \tilde{q}_a - q_s|_{T=T_{1,2}^-} = 0. \quad (98)$$

В этом случае при температурах $T = T_{1,2}^+$ обращается в нуль собственная частота $\omega_{AF}(+)$ (30) квазиантиферромагнитной моды Γ_{35} (23):

$$\omega_{AF}^+(T_{1,2}^+) = 0. \quad (99)$$

Соответствующая частота $\omega_{AF}^-(T_{1,2}^+)$ в возникающей фазе Γ_5 (вместо Γ_4) снова принимает конечное значение (97). Остаются в силе и утверждения, касающиеся других мод, аналогичные тем, которые были сформулированы в предыдущем случае.

Обратим далее внимание на следующее. Экспериментальное измерение магнитоэлектрических вкладов $\Delta\chi_{ik}$ (54)–(59), (61) в магнитную восприимчивость желательнее проводить при низких частотах

$\omega \ll \omega_0$ вблизи критических температур $T_{1,2}^+$ или $T_{1,2}^-$, где при температуре, равной одной из них, может обращаться в нуль собственная частота $\omega_{AF}(+)$ или $\omega_{AF}(-)$ квазиантиферромагнитных мод Γ_{35} (23) или Γ_{34} (33). При этих температурах наибольшую величину имеют компоненты $\Delta\chi_{ik}$, связанные с колебаниями этих мягких мод. В частности, при электрическом поле $\mathbf{E}^0 \parallel x$ из выражений (54)–(59), (61) имеем

$$\Delta\chi_{yy}^+(T_{1,2}^+) = \Delta\chi_{xx}^-(T_{1,2}^-) = -\frac{\omega_0^2}{\omega^2} R'^2 \tilde{A}_M (E_x^0)^2, \quad (100)$$

$$\begin{aligned} \Delta\chi_{yz}^+(T_{1,2}^+) &= -\Delta\chi_{zy}^+(T_{1,2}^+) = \\ &= -\Delta\chi_{xz}^-(T_{1,2}^-) = \Delta\chi_{zx}^-(T_{1,2}^-) = i\frac{\omega_0}{\omega} R' E_x^0. \end{aligned} \quad (101)$$

Кроме того, при $T = T_{1,2}^+$ (когда $\omega_{AF}(+) = 0$ или $\omega_{AF}(-) = 0$) магнитная восприимчивость $\chi_{zz}^\pm = 0$ (53), что позволяет исключить этот зеемановский вклад при измерении магнитоэлектрической добавки $\Delta\chi_{zz}^\pm$ (56) вблизи киральных фазовых переходов.

Таким образом, экспериментальное исследование температурных зависимостей собственных частот спиновых колебаний дало бы возможность определить характер и область устойчивости киральных фаз при последовательных фазовых переходах $\Gamma_4 \leftrightarrow \Gamma_5 \leftrightarrow \Gamma_4$ в Nd_2CuO_4 . Однако надо иметь в виду, что антимагнитная мода Γ_{48} (20) фазы Γ_4 и квазиантиферромагнитная мода Γ_{34} (33) фазы Γ_5 не являются электроактивными, т. е. не возбуждаются переменным электрическим полем $\mathbf{E}(t)$. Но они, а также все остальные моды могут возбуждаться переменным магнитным полем $\mathbf{h}(t)$ при наличии постоянного электрического поля $\mathbf{E}_0 = \text{const}$ (см. табл. 2). Заметим, что электроактивные моды Γ_{58} (31) и Γ_{35} (23) возбуждаются электрическим полем $\mathbf{E}(t) \parallel z$, а моды Γ_{17} (21), Γ_{26} (22) и Γ_{16} , Γ_{27} (32) — полем $\mathbf{E}(t) \perp z$.

Для изучения магнито- и антиферроэлектрических взаимодействий может использоваться также эксперимент по ЯМЭР на ядрах Cu^{63} и Cu^{65} . Наибольший уровень сигналов ЯМЭР в купрате неодима следует ожидать при возбуждении их электрическим полем $\mathbf{E}(t) \perp z$. В этом случае поляризация P_α^n ($\alpha = x, y$) (91) и количество тепла Q^n (93) определяются обменной частью магнитоэлектрического и антиферроэлектрического взаимодействий. Электронная и ядерная части этих взаимодействий характеризуются разностью констант $\tilde{G} - \tilde{R}$ и $\tilde{G}^n - \tilde{R}^n$. Величины этих констант пока не определены.

Между прочим, отношение констант $(\tilde{G} - \tilde{R})/\tilde{A}$, входящее в выражения для P_α^n (91) и Q^n (93), мож-

но было бы определить из экспериментальных измерений магнитоэлектрической восприимчивости $\hat{\alpha}$, исследуя динамический магнитоэлектрический эффект, возникающий, например, при возбуждении квазиантиферромагнитных мод Γ_{17} (21) и Γ_{26} (22) фазы Γ_4 электрическим полем $\mathbf{E}(t) \perp z$. В этом случае магнитоэлектрические восприимчивости α_{xx} (27) и α_{yy} при низких частотах $\omega^2 \ll \omega_{AQ}^2(+)$ определяются как раз этим отношением:

$$\alpha_{xx} = \alpha_{yy} = -\frac{\tilde{G} - \tilde{R}}{\tilde{A}}. \quad (102)$$

Таким образом, сказанное выше еще раз подтверждает крайнюю необходимость эксперимента по антиферроэлектрическому и ядерному магнитоэлектрическому резонансам в киральном антиферромагнетике Nd_2CuO_4 .

Авторы благодарны Н. Г. Бебенину, М. И. Куркину и Ю. Н. Скрябину за полезное обсуждение работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 02-02-16440).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Petitgrand, A. H. Moudden, P. Galez et al., *J. Less-Common Met.* **164-165**, 768 (1990).
2. O. Kondo, M. Ono, T. Yosida et al., *J. Magn. Magn. Mat.* **90-91**, 79 (1990).
3. G. R. Sachidanandam, T. Yildirim, A. V. Harris et al., *Phys. Rev. B* **56**, 260 (1997).
4. D. Petitgrand, S. V. Maleyev, Ph. Bourges et al., *Phys. Rev. B* **59**, 1079 (1999).
5. Д. А. Яблонский, В. Н. Криворучко, в сб. *Проблемы физической кинетики и физики твердого тела*, Наукова думка, Киев (1990).
6. S. Skanthakumar, H. Zhang, T. W. Clinton et al., *Physica C* **160**, 124 (1989).
7. В. А. Блинкин, И. М. Витебский, О. Д. Колотий и др., *ЖЭТФ* **98**, 2098 (1990).
8. Е. А. Туров, *ЖЭТФ* **115**, 1386 (1999).
9. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
10. Е. А. Туров, *УФН* **164**, 325 (1994).
11. А. И. Смирнов, С. Н. Барило, Д. И. Жигунов, *ЖЭТФ* **100**, 1690 (1991).
12. А. И. Смирнов, И. Н. Хлюстиков, *ЖЭТФ* **105**, 1040 (1994).
13. И. Ф. Мирсаев, Е. А. Туров, *ЖЭТФ* **124**, 338 (2003).
14. Е. А. Туров, А. В. Колчанов, В. В. Меньшенин и др., *УФН* **168**, 1303 (1998).
15. Ю. А. Изюмов, Н. А. Черноплеков, *Нейтронная спектроскопия*, сер. Нейтроны и твердые тела, т. 3, под ред. Р. П. Озерова, Энергоатомиздат, Москва (1983), с. 101.
16. В. Г. Барьяхтар, И. М. Витебский, Д. А. Яблонский, *ЖЭТФ* **76**, 1381 (1979).
17. Е. А. Туров, В. В. Николаев, *УФН* **175**, 457 (2005).
18. А. И. Смирнов, И. Н. Хлюстиков, *ЖЭТФ* **108**, 706 (1995).
19. М. И. Куркин, В. В. Лесковец, В. В. Николаев и др., *ФТТ* **45**, 653 (2003).
20. М. И. Куркин, И. Ф. Мирсаев, Е. А. Туров, *ЖЭТФ* **125**, 1144 (2004).
21. Н. Kawamura, *J. Phys.: Condens. Matter* **10**, 4707 (1998).