

УДК 532.221

© 1990

ОДНОМАГНОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ВТСП МАТЕРИАЛАХ.

$$\text{La}_2\text{CuO}_4$$

А. В. Еременко, Ю. Г. Пацкевич, В. Л. Соболев, С. А. Федоров

Рассмотрены особенности комбинационного рассеяния света на всех магнанных модах в четырехподрешеточном квазидвумерном антиферромагнетике La_2CuO_4 в магнитном поле, перпендикулярном легкой оси кристалла. Получены точные формулы для частот магнитного резонанса и на основании экспериментальных данных построены частотно-полевые зависимости АФМР.

1. В последнее время большое внимание уделяется исследованию магнитных свойств ВТСП соединений, в частности La_2CuO_4 [1-12]. Данное соединение в стехиометрическом составе является четырехподрешеточным ромбическим антиферромагнетиком [9-11]. Из исследований его кристаллической структуры следует, что кристаллографические плоскости, в которых находятся магнитные атомы меди, сильно разнесены; это позволило ряду авторов высказать предположение о квазидвумерном характере магнитного упорядочения. Такое упорядочение предполагает аномально малое значение межплоскостных обменных интегралов по сравнению с внутривоскостными. В этом случае частоты обменных мод (как показывают оценки) могут оказаться близкими к частотам акустических. Если для данного соединения это действительно так, то одна из мод, наблюдавшихся в работе [7], может оказаться обменной.

Одним из методов идентификации мод могут быть измерения комбинационного рассеяния света (КРС) на магнонах в магнитном поле. Эти измерения позволили бы восстановить истинные значения обменных межподрешеточных интегралов. Кроме того, задача об исследовании особенностей КРС на магнонах в квазидвумерных многоподрешеточных магнетиках представляет самостоятельный интерес, поскольку ранее такое рассмотрение проводилось лишь для случая трехмерных многоподрешеточных антиферромагнетиков [12, 13].

2. Многие особенности статических и высокочастотных свойств магнетиков определяются их симметрией. Специфика соотношений межподрешеточных

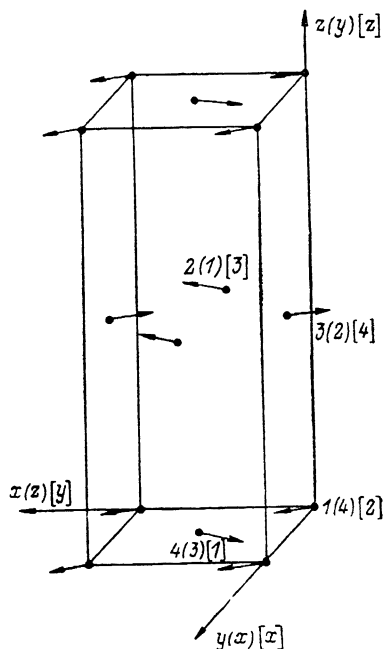


Рис. 1. Магнитная структура La_2CuO_4 ($H=0$).

В круглых скобках — обозначения [°],
в квадратных — [10].

петочных обменных интегралов, приводящая к квазидвумерности магнетика, не вызывает каких-либо нарушений ограничений, накладываемых симметрией. Так, условия возбуждения однородного антиферромагнитного резонанса (АФМР) в магнитном поле одинаковы для магнетиков с одинаковой симметрией и числом подрешеток.

С точки зрения симметрии, четырехподрешеточные ромбические антиферромагнетики можно условно разбить на два типа: те, у которых компоненты основного вектора антиферромагнетизма и намагниченности преобразуются по одинаковым неприводимым представлениям (НП) группы парамагнитной фазы (к ним принадлежит большая группа антиферромагнетиков-ортоферритов), и те, у которых компоненты этих векторов преобразуются по разным НП. К последнему типу принадлежит и La_2CuO_4 [9, 10]. Для антиферромагнетиков этого типа основные состояния и поведение частот АФМР в полях различной ориентации исследованы в работах [14-16] на примере $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$.

Таблица 1

Классификация линейных комбинаций спинов по НП группы D_{2h}^{18}

Γ_1		L_{2y}	Γ_5		L_{3y}
Γ_2	F_x	L_{2z}	Γ_6	L_{1x}	L_{3z}
Γ_3	F_y		Γ_7	L_{1y}	
Γ_4	F_z	L_{2x}	Γ_8	L_{1z}	L_{3x}

На рис. 1 приведены магнитная ячейка La_2CuO_4 , нумерация магнитных ионов и обозначения осей координат, принятые в данной работе. Группа парамагнитной фазы в нашей установке $A_{2h}(D_{2h}^{18})$. Магнитная ячейка равна удвоенной кристаллографической. Удвоение идет вдоль $t = \frac{1}{2}(\mathbf{a}_2 + \mathbf{a}_3)$, где $\mathbf{a}_2, \mathbf{a}_3$ — периоды ячейки Браве. Введем линейные комбинации спинов ионов вида

$$\begin{aligned} L_1 &= s_1 + s_2 - s_3 - s_4, & L_2 &= s_1 - s_2 + s_3 - s_4, \\ L_3 &= s_1 - s_2 - s_3 + s_4, & F &= s_1 + s_2 + s_3 + s_4. \end{aligned} \quad (1)$$

В табл. 1 приведена классификация компонент векторов (1) по НП группы D_{2h}^{18} . Представления $\Gamma_1 - \Gamma_4$ соответствуют звезде с $k = 0$, а $\Gamma_5 - \Gamma_8$ с $k = \frac{1}{2}(\mathbf{b}_2 + \mathbf{b}_3)$; $\mathbf{b}_2, \mathbf{b}_3$ — векторы обратной решетки.

Гамильтониан, инвариантный относительно операций симметрии группы D_{2h}^{18} , с учетом табл. 1 имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = \sum_{i=x, y, z} \left\{ J_{0i} F_i^2 + \sum_{\alpha} J_{\alpha i} L_{\alpha i}^2 \right\} + D_{01} F_x L_{2z} + D_{02} F_y L_{2x} + D_{03} L_{1x} L_{3z} + D_{04} L_{1z} L_{2x} - \\ - H_x g_1 (F_x + \tau_1 L_{2z}) - H_y g_2 F_y - H_z g_3 (F_z + \tau_3 L_{2x}). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $g_i = \mu_B g_{ii}$, $\tau_1 = g_{xz} g_{xx}^{-1}$, $\tau_3 = g_{zx} g_{zz}^{-1}$, g_{ii} — тензор g -фактора. Величины J и D определяются через интегралы межподрешеточных обменов $K_{\alpha\beta}^{ij}$ с помощью соотношений (1), например

$$\begin{aligned} J_{2z} &= \frac{1}{4} (K_{11}^{11} - K_{12}^{11} + K_{13}^{11} - K_{14}^{11}), \\ D_{01} &= \frac{1}{4} [K_{11}^{xz} + K_{11}^{zx}] - (K_{12}^{xz} - K_{12}^{zx}) + (K_{13}^{xz} + K_{13}^{zx}) - (K_{14}^{xz} - K_{14}^{zx}), \end{aligned} \quad (3)$$

где нижний индекс у величин $K_{\alpha\beta}^{ij}$ нумерует подрешетки.

Магнитное упорядочение в La_2CuO_4 , как видно из рис. 1, L_1 -типа, т. е. вектор L_1 отличен от нуля в обменном приближении. Поэтому для величин J выполняется соотношение $|J_{1z}| > |J_{0z}|, |J_{2z}|, |J_{3z}|; J_{1z} < 0$. Ориентация L_1 в пространстве определяется анизотропией $A \sim |J_{1z} - J_{1x}|$. В нашем случае вектор L_1 направлен вдоль оси Ox . Так как по НП Γ_6 , кроме L_{1x} (основного вектора антиферромагнетизма), преобразуется также L_{3z} , то в магнитоупорядоченном состоянии будут отличны от нуля L_{1z} и L_{3z} (вектор слабого антиферромагнетизма), т. е. реализуется магнито-

упорядоченная фаза Γ_6 . Поскольку в используемых обозначениях симметрия, отражаемая табл. 1, тип магнитного упорядочения и магнитоупорядоченная фаза $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ и La_2CuO_4 совпадают, то в дальнейшем мы воспользуемся результатами работ [14-16], вводя поправки, обусловленные квазидвумерностью La_2CuO_4 . В табл. 2 представлена классификация частот АФМР La_2CuO_4 при различных ориентациях магнитного поля. Поляризации высокочастотного магнитного поля, при которых данная мода возбуждается при антиферромагнитном резонансе, определяются наличием в ее индексе НП $\Gamma_2, \Gamma_3, \Gamma_4$ (по ним преобразуются соответственно x, y, z -компоненты намагниченности).

Таблица 2
Классификация предельных частот магнонов

Симметрия магнитного упорядочения	Симметрия однородных колебаний	Тип магнитных мод
$\Gamma_6 \quad H=0$	Γ_{16}	OM
	Γ_{25}	OM
	Γ_{38}	AM
	Γ_{47}	AM
$\Gamma_{16} \quad H \parallel Oz$	Γ_{2356}	AM+OM
	Γ_{1467}	AM+OM
$\Gamma_4 \quad H \parallel Oz$	Γ_{14}	OM
	Γ_{23}	AM
$\Gamma_{26} \quad H \parallel Ox$	Γ_{1256}	2OM
	Γ_{3448}	2AM
$\Gamma_{27} \quad H \parallel Ox$	Γ_{1278}	OM+AM
	Γ_{3456}	OM+AM
$\Gamma_2 \quad H \parallel Oy$	Γ_{12}	OM
	Γ_{34}	AM
$\Gamma_{36} \quad H \parallel Oy$	Γ_{2457}	OM+AM
	Γ_{1369}	OM+AM
$\Gamma_3 \quad H \parallel Oy$	Γ_{24}	OM+AM

Основные состояния и энергии магнонов находятся методом вторичного квантования гамильтониана многоподрешеточного магнетика, развитым в [12].

В дальнейшем мы подробно остановимся лишь на случае магнитного поля, ориентированного перпендикулярно легкой оси $H \parallel Oz$. В этой ориентации поле приводит к появлению отличного от нуля значения F_x , которое в свою очередь влечет появление L_{2x} , и реализуется магнитоупорядоченная фаза Γ_{46} . Увеличение поля ведет к возрастанию F_x и L_{2x} и уменьшению L_{1x} и L_{3x} . В работе [16] рассматривался случай, когда в полях порядка обменного, формирующего L_1 -тип упорядочения (в данном случае поля внутрислового обмена между подрешетками 1 и 4, вектор L_{1x} обращается в нуль. При этом происходит фазовый переход второго рода в спин-флип фазу Γ_4 , в которой подрешетки 1 и 3, 2 и 4 отождествляются и различие между соседними ab -плоскостями отсутствует. Поскольку по НП Γ_4 преобразуются величины F_z и L_{2x} , то в полях, превышающих обменные, $F_x \approx 2s$ близко к насыщению, тогда как [16]

$$L_{2x} \approx 2s \frac{D_2 + \tau_3 H}{8s(J_2 - J_0) + g_3 H} \ll 2s.$$

Однако этот переход при определенных соотношениях межподрешеточных обменных интегралов может происходить как фазовый переход первого рода. Именно такая ситуация, по-видимому, реализуется в La_2CuO_4 и рассмотрена в [9, 10]. Так как поле перехода $H_{s,f}$ в этом случае много меньше поля внутрислового обмена, то в полях $H \geq H_{s,f}$ величина $L_{2x} \gg$

$\gg F_z$ и мы имеем дело со слабоферромагнитным двухподрешеточным антиферромагнетиком, ферромагнитный момент которого обусловлен как взаимодействием Дзялошинского, так и магнитным полем [9 10].

Уравнения для определения равновесных значений векторов (1) в фазе Γ_{46} имеют вид

$$\begin{aligned} ac + bd &= 0, \quad a^2 + b^2 + c^2 + d^2 = 1, \\ (E_{2x} - E_{0x})cd - E_{3z}ab + D_3(b^2 - a^2) + D_2(d^2 - c^2) - h(d + \tau_3c) &= 0, \\ (E_{2x} - E_{3z})ad - E_{0z}cb + 2(D_2 + D_3)bd - h(b + \tau_3a) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} a &= -L_{3z}/4s, \quad b = L_{1z}/4s, \quad c = -F_z/4s, \quad d = L_{2z}/4s, \quad \alpha = a/b, \quad E_{i\alpha} = 8s(J_{i\alpha} - J_{1z}), \\ D_i &= 4sD_{0i}, \quad h = g_3H. \end{aligned} \quad (5)$$

Энергии магнонов в этой фазе определяются выражениями

$$\begin{aligned} \epsilon_{1467}^{\pm} &= 1/\sqrt{2} \cdot \{p, q, + p_3q_3 + 2p_{03}q_{03} \pm [(p_0q_0 - p_3q_3)^2 + \\ &+ 4(p_{03}q_0 + q_{03}p_3)(p_{03}q_3 + q_{03}p_0)]^{1/2}\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Нижний индекс у энергий соответствует номерам НП, по которым преобразуются компоненты векторов (1), участвующих в колебаниях данной магнонной моды. Коэффициенты p и q определены в Приложении (П. 1). Выражения для энергий магнонов ϵ_{235}^{\pm} получаются из (4) путем замены у p и q индексов $0 \rightarrow 1; 3 \rightarrow 2$. Отметим, что формулы (6) для энергий магнонов и уравнения (4), полученные в рамках гамильтониана (2), являются точными. Как следует из (6) и табл. 2, в фазе Γ_{46} обменные и акустические магноны взаимосвязаны и имеют попарно одинаковую симметрию. Параметрами связи являются величины p_{03}, q_{03} , а также p_{12}, q_{12} , пропорциональные магнитному полю H и постоянным взаимодействия Дзялошинского—Мория D .

Используя уравнения (4), величину p_3 можно привести к виду

$$p_3 = b^2 [E_{0z} + 2\alpha(D_2 + D_3) + \alpha^2(E_{2x} - E_{3z})],$$

пропорциональному b^2 . Параметры q_{03} и p_{03} тоже содержат общий множитель b . Поскольку с ростом поля величина $b = L_{1z}/4s$ уменьшается, то, как следует из (5), (6), частота ϵ_{1467}^{\pm} будет уменьшаться. Остальные частоты этим свойством не обладают. Таким образом, смягчатся будут колебания основного вектора антиферромагнетизма, происходящие в плоскости xy и, следовательно, спиновая переориентация будет происходить в этой же плоскости. Поле лабильности фазы Γ_{46} определим из условия $\epsilon_{1167}^{\pm} = 0$, которое сводится к уравнениям

$$(p_0p_3 - p_{03}^2)(q_0q_3 - q_{03}^2) = 0. \quad (7)$$

Рассмотрим магнитоупорядоченную фазу Γ_4 . Гамильтониан ее получается из (2), если отождествить подрешетки 1 и 3, а также 2 и 4, т. е. постоянные J_{1i} и J_{3i} , D_3 и D_4 положить равными нулю. В этом случае уравнения для расчета основных состояний $F_x/2s = \bar{c}$ и $L_{2z}/2s = \bar{d}$ имеют вид

$$(E_{0x} - E_{2x})\bar{c}\bar{d} + D_2(d^2 - \bar{c}^2) - h(\bar{d} - \tau_3\bar{c}) = 0, \quad \bar{c}^2 + \bar{d}^2 = 1. \quad (8)$$

Здесь и далее величины E и D определены, как до отождествления подрешеток. Энергии магнонов в этой фазе заданы выражениями

$$\epsilon_{23} = \sqrt{\bar{p}_2\bar{q}_2}, \quad \epsilon_{14} = \sqrt{\bar{p}_0\bar{q}_0}. \quad (9)$$

Коэффициенты \bar{p} и \bar{q} даны в Приложении (П. 2).

Уравнения (4), (8) позволяют провести анализ основных состояний с любой точностью в рамках гамильтониана (2). Однако для исследования одномагнонного рассеяния света и частотно-полевых зависимостей магнитного резонанса мы ограничимся решением уравнений в довольно грубых приближениях, учитывающих тем не менее основные особенности кристалломагнитной структуры La_2CuO_4 . Так как ab -плоскости, в которых расположены магнитные ионы, упорядоченные антиферромагнитно,

сильно разнесены относительно друг друга, то интеграл внутрислоистого антиферромагнитного обмена K_{14}^{ii} много больше межслоистых интегралов ферромагнитного обмена K_{12}^{ii} и антиферромагнитного обмена K_{13}^{ii} . Поэтому в дальнейшем будем учитывать лишь анизотропию внутрислоистого обмена между ионами 1 и 4, например $E_{1x} \equiv A_x \equiv 0$, $E_{1y} = \bar{A}_y \equiv \equiv 2s(K_{14}^{xx} - K_{14}^{yy})$, $E_{1z} = A_z \equiv 2s(K_{14}^{xz} - K_{14}^{yz})$. Тогда в приближении ближайших соседей величины E_{ix} приводятся к виду

$$E_{0i} = g_s (H_{AF} + H_{a_i}) - A_i, \quad E_{2i} = g_s (H_{if} + H_j) + A_i, \quad E_{3i} = g_s (H_{AF} + H_f) - A_i. \quad (10)$$

Здесь H_{AF} , H_{a_i} , H_f — поля обменов между подрешетками 14, 13 и 12 соответственно. В выражениях для D_i также будем удерживать лишь вклады, обусловленные внутрислоистым обменом, в результате получим

$$D_1 \approx -D_2 \approx -D_3 \approx D_4 = D.$$

Кроме того, будем пренебрегать величинами τ_1 и τ_3 . Как следует из (10) и вышеуказанных соотношений между величинами межподрешеточных обменных интегралов K , выполняются неравенства

$$E_0 \approx E_3 \gg E_2, D, A_y, A_z,$$

которые мы будем использовать.

В полях, малых по сравнению с E_0 , приближенные решения уравнений для основных состояний (4) фазы Γ_{46} таковы

$$c \approx -h/E_0, \quad a \approx -D/E_3, \quad b \approx \sqrt{1 - c^2}. \quad (11)$$

Подставляя их в уравнения (7), находим поле лабильности h_{31} фазы Γ_{46}

$$h_{31} = (E_3/D) \sqrt{(E_2 + A_y) A_y}, \quad (12)$$

где $A_y = \bar{A}_y + D^2/E_3$. Первая скобка в (7) описывает обращение в нуль частоты $\epsilon_{1467}^{(-)}$ в полях порядка H_{AF} , что соответствует поведению обычных трехмерных антиферромагнетиков [16].

В фазе Γ_4 в случае $H \ll H_{AF}$ решения уравнений на основные состояния (8) имеют вид

$$\bar{c} \approx (h + Dd)/E_0, \quad d \approx \sqrt{1 - \bar{c}^2}. \quad (13)$$

Поскольку фазе Γ_4 соответствует примитивная магнитная ячейка вдвое меньших размеров (уменьшение происходит вдоль оси c , и новая постоянная решетки $c_0 = c/2$), то поле лабильности этой фазы определяется из условия обращения в нуль энергии спиновой волны $\epsilon_{14}(k_{xB}, H)$ на границе зоны Бриллюэна при $k_{xB} = \pi/c_0$

$$h_{32} = \frac{E_2 - A_y}{D} E_0. \quad (14)$$

Как следует из экспериментальных данных, переход из фазы Γ_{46} в фазу Γ_4 является фазовым переходом первого рода. Условие равенства энергий фаз дает поле перехода

$$h_{sf} = \frac{E_2}{2D} E_0. \quad (15)$$

Разумеется, приведенные в (11)–(15) выражения для основных состояний в соответствующих приближениях совпадают с точностью до переобозначений с полученными в [9, 10].

По имеющимся экспериментальным данным можно найти ряд параметров гамильтониана (2). Поле внутрислоистого обмена H_{AF} определено в [3] методом двухмагнитного рассеяния света. В работе [5] исследовался антисимметричный обмен D . Энергии спиновых волн при малых волновых векторах изучались в [7] методом неупругого рассеяния нейтронов.

На основании этих исследований, полагая, что наблюдалось рассеяние на акустических магнонах, можно определить величины полей анизотропии A_y и A_x . Наконец, поле перехода h_{sf} исследовалось в [8] при изучении намагниченности кристалла, откуда с помощью (15) можно найти величину E_2 . Параметры, используемые нами в дальнейшем, равны

$$E_0 = 1850 \text{ см}^{-1}, E_2 = 0.018 \text{ см}^{-1}, D = 4.4 \text{ см}^{-1}, \\ A_x = 0.2 \text{ см}^{-1}, A_y = 0.03 \text{ см}^{-1}. \quad (16)$$

Данные значения нельзя считать окончательными. Они скорее покажут характер грубых оценок, поскольку используемые экспериментальные данные получены на разных образцах La_2CuO_4 , магнитные свойства которого сильно зависят от стехиометрии по кислороду.

Частотно-полевые зависимости АФМР, найденные по формулам (6), (9) с использованием данных (16), показаны на рис. 2. Отметим, что в поле H_{AF}

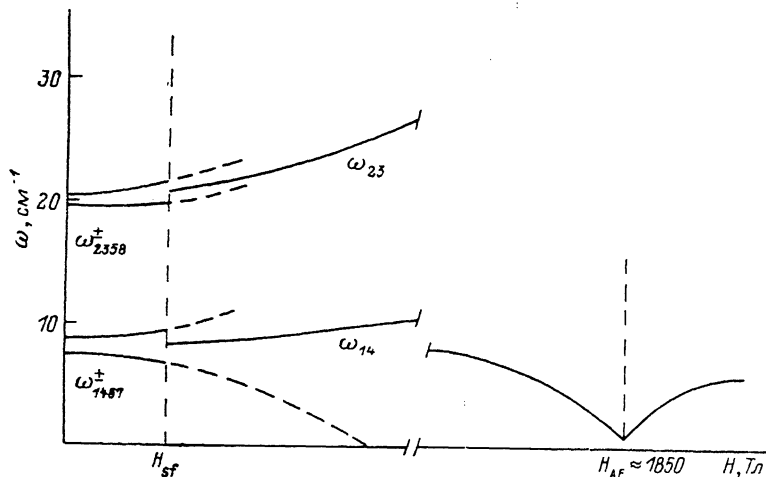


Рис. 2. Частотно-полевые зависимости АФМР ($H \parallel Oz$).

частота ε_{14} в нуль не обращается, поскольку величина d остается конечной. Как видно из этого рисунка, частоты обменных мод находятся на незначительном расстоянии над акустическими, причем одна из обменных мод ε_{16} попадает между двумя акустическими, что связано с аномально малыми интегралами межслоевого обмена.

3. Рассмотрим КРС на магнонах в La_2CuO_4 в магнитном поле, параллельном оси Oz . Ранее, в работах [12, 13], исследовалось одномагнитное рассеяние света в обычных трехмерных многоподрешеточных антиферромагнетиках. Поэтому самостоятельный интерес представляет рассмотрение особенностей одномагнитного рассеяния на обменных магнонах в квазидвумерных антиферромагнетиках.

Поляризационные характеристики рассеянного излучения и поведение интенсивности рассеяния при изменении магнитного поля характеризуются тензором КРС. Определим тензор КРС как матричный элемент разложения диэлектрической проницаемости ε_{ij} в ряд по степеням неприводимых операторов L [12]

$$a_{ij} = (n_v + 1)^{-1/2} \langle n_v | \sum \lambda_{ijl}^{(\gamma)} L_{\gamma l} + \sum \sigma_{ijpl}^{(\gamma\delta)} L_{\gamma p} L_{\delta l} | n_v + 1 \rangle, \quad (17)$$

где n_v — числа заполнения магнонов ветви v ; \bar{L} — равновесные значения линейных комбинаций. Вид разложения ε_{ij} в случае четырехподрешеточного ромбического антиферромагнетика типа La_2CuO_4 приведен в [13]. Форма тензора рассеяния исследуется на основе подхода, развитого в [13], с использованием данных табл. 1, 2. В фазе Γ_{46} форма тензоров КРС такова

$$a_{ij}(\varepsilon_{1467}^{\pm}) = \begin{pmatrix} a_1^{(\pm)} & a_4^{(\pm)} & 0 \\ a_4^{(\pm)} & a_3^{(\pm)} & 0 \\ 0 & 0 & a_3^{(\pm)} \end{pmatrix}, \quad a_{ij}(\varepsilon_{2358}^{\pm}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & a_6^{\pm} \\ 0 & 0 & a_7^{\pm} \\ a_8^{\pm} & a_5^{\pm} & 0 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

В фазе Γ_4 формы тензоров рассеяния на магнонах ε_{14} и ε_{23} совпадают соответственно с тензорами $a_{ij}(\varepsilon_{1467})$ и $a_{ij}(\varepsilon_{2358})$. Зависимость компонент тензора КРС от магнитного поля определяется зависимостью от H равновесных значений L , а также t - и d -коэффициентов преобразования Боголюбова—Тябликова.¹

В отсутствие магнитного поля (табл. 2) все четыре магнона имеют различную симметрию, а t - и d -коэффициенты принимают простой вид: для обменных магнонов ветви ε_{16}

$$t_0(\varepsilon_{16}) = (p_0/q_0)^{1/4}, \quad d_0(\varepsilon_{16}) = t^{-1}(\varepsilon_{16}), \quad (19)$$

для акустических магнонов ветви ε_{47}

$$t_3(\varepsilon_{47}) = (p_3/q_3)^{1/4}, \quad d_3(\varepsilon_{47}) = t^{-1}(\varepsilon_{47}). \quad (20)$$

Как следует из этих формул и выражений (П. 1), в случае акустических магнонов t_3 имеет порядок величины $(E_0/A)^{1/4}$, т. е. возникает эффект обменного усиления. В случае обменных магнонов коэффициент t_0 имеет порядок величины $(E_3/E_2)^{1/4}$ и в силу квазидвумерности La_2CuO_4 достигает аномально больших значений. Для полей $h \ll h_{c1}$ смешиванием состояний акустических и обменных магнонов еще можно пренебречь и формулы (19) и (20) остаются верными.

Замечательным обстоятельством, характерным для квазидвумерных антиферромагнетиков, является тот факт, что с ростом магнитного поля параметр связи обменных и акустических магнонов возрастает и, несмотря на увеличение разности энергий $\varepsilon_{1467}^{(+)}$ и $\varepsilon_{1467}^{(-)}$, смешивание состояний усиливается. Это проявляется в том, что в полях, близких к полю h_{c1} , коэффициенты t_{0+} и t_{3+} оба являются обменно усиленными и сопоставимыми.

Рассмотрим поведение различных компонент тензоров (18).

1) Фаза Γ_{46} . Моды ε_{1467}^{\pm}

$$a_4^{\pm} = \lambda_{xyx}^{(0)}(bd_{3\pm} + dd_{0\pm}) + \lambda_{xyx}^{(2)}(ad_{3\pm} + cd_{0\pm}) + 4s(\sigma_{xyxy}^{(13)}bt_{3\pm} - \sigma_{xyxy}^{(02)}ct_{0\pm}). \quad (21)$$

Постоянная $\lambda_{xyx}^{(2)}$ появляется вследствие ромбических искажений решетки и поэтому мала по сравнению с $\lambda_{xyx}^{(0)}$. Как следует из (21), симметричная часть недиагональных компонент обменно усилена, а антисимметричная подавлена. При уменьшении магнитного поля компонента a_4^{\pm} уменьшается (до нуля в отсутствие поля).

Рассматривая диагональные компоненты, учтем лишь вклад обменного механизма рассеяния [17]

$$a_{ii}^{\pm} = 4s(\sigma_{ii}^{(11)} - \sigma_{ii}^{(33)})abd_{0\pm} + 4s(\sigma_{ii}^{(11)} - \sigma_{ii}^{(00)})bcd_{3\pm}. \quad (22)$$

Как следует из этого выражения, данные компоненты малы вследствие обменного ослабления величин d_{\pm} и малой неколлинеарности магнитной структуры, определяющей величиной a . При $H=0$ компоненты $a_{ii}^{(\pm)}$, соответствующие рассеянию на акустической моде, обращаются в нуль. Таким образом, в отличие от трехмерных антиферромагнетиков интенсивность рассеяния на обменных магнонах в квазидвумерных антиферромагнетиках, связанная с обменным механизмом рассеяния, содержит дополнительный параметр малости $(E_3/E_2)^{1/2} \ll 1$.

Моды ε_{2358}^{\pm} . Для них в полях $h \ll h_{c1}$ обменно усилены коэффициенты

$$d_{1+} \approx (q_1/p_1)^{1/4}, \quad d_{2-} \approx (q_2/p_2)^{1/4}. \quad (23)$$

¹ Вид этих коэффициентов для фаз Γ_{46} и Γ_4 дан в Приложении (П.3—П.4).

Удерживая в симметричных частях недиагональных компонент тензора КРС этой моды только наибольшие слагаемые, имеем

$$a_{\delta}^{\pm} = \lambda_{xz}^{(0)} t_{2\pm} + i4s\sigma_{xxx}^{(11)} b^2 d_{2\pm} + 4s [\sigma_{xz}^{(13)} - \sigma_{xz}^{(02)}] bcd_{1\pm}. \quad (24)$$

Как и в случае рассеяния на магнонах ϵ_{1467}^{\pm} , вклад симметричной части в недиагональные компоненты обменно усилен, но есть существенное отличие: недиагональная компонента a_{δ}^{\pm} содержит добавку от обменного механизма рассеяния (последнее слагаемое в (24)), вклад которой, как видно из (23), растет с увеличением поля

$$a_{\delta}^{(\pm)} = i\lambda_{yx}^{(0)} (ad_{1\pm} + cd_{2\pm}) + i\lambda_{yz}^{(2)} (bd_{1\pm} + dd_{2\pm}) + 4s\sigma_{yxy}^{(13)} bt_{1\pm}. \quad (25)$$

В данной компоненте симметричная часть обменно ослаблена, тогда как антисимметричная содержит усиленные коэффициенты d . Однако наличие коэффициента a , а также тот факт, что $\lambda_{yz}^{(2)} < \lambda_{yx}^{(0)}$, сглаживают эффект обменного усиления. Тем не менее сопоставление интенсивностей рассеяния в нулевом поле на магнонах ϵ_{25} и ϵ_{38} при условии $\lambda_{xy}^{(0)} \approx \lambda_{yx}^{(0)}$ показывает, что интенсивность рассеяния на обменном маглоне в случае квазидвумерного La_2CuO_4 лишь на порядок меньше интенсивности рассеяния на акустическом.

2) Фаза Γ_4 . Рассмотрим поведение компонент тензоров КРС в полях, малых по сравнению с полем внутрислоевого обмена. В этих полях обменно усилены коэффициенты t_{14} и d_{23} (см. П. 4). С ростом поля эффект обменного усиления уменьшается.

Мода ϵ_{14} . Форма тензора рассеяния $\bar{a}_{ij}(\epsilon_{14})$ совпадает с формой тензора рассеяния на моде ϵ_{1467}^{\pm} в фазе Γ_{46} . Диагональные компоненты данного тензора обменно ослаблены

$$\bar{a}_{ii} = 2s [\sigma_{ixx}^{(02)} \bar{d}^2 + (\sigma_{ii}^{(22)} - \sigma_{ii}^{(00)}) \bar{c} \bar{d}] d_{14}. \quad (26)$$

Кроме того, вклад обменного механизма рассеяния (ему соответствует последнее слагаемое в (26)) ослаблен малым множителем \bar{c} . Зависимость этого вклада от магнитного поля, как и в случае двухподрешеточных антиферромагнетиков, носит немонотонный характер [17]

$$\bar{a}_4 = \lambda_{xyx} \bar{d} d_{14} + 2s [\sigma_{xyy}^{(22)} \bar{d} - \sigma_{xyy}^{(02)} \bar{c}] t_{14}. \quad (27)$$

Как и ранее в (21), здесь обменно усилена симметричная часть недиагональных компонент \bar{a}_4, \bar{a}_5 .

Мода ϵ_{23} . Форма тензора КРС $\bar{a}_{ij}(\epsilon_{23})$ совпадает с формой тензора $a_{ij}(\epsilon_{2358})$ в фазе Γ_{46}

$$\bar{a}_6 = \lambda_{xzy}^{(1)} t_{23} + 2s\sigma_{xxx}^{(22)} \bar{d}^2 d_{23}, \quad (28)$$

в отличие от (21) вклад обменного механизма в симметричную часть этой компоненты строго обращается в нуль

$$\bar{a}_7 = [-\lambda_{yx}^{(1)} \bar{c} + \lambda_{yz}^{(2)} \bar{d}] d_{23} + \sigma_{yxy}^{(20)} t_{23}. \quad (29)$$

Обменное усиление антисимметричной части данной компоненты ослаблено малым множителем \bar{c} .

В полях, несколько больших полей внутрислоевого обмена, коэффициенты t и d обеих мод становятся близкими к единице и перестают зависеть от поля (как и компоненты тензоров рассеяния).

Как следует из вида частотно-полевых зависимостей АФМР, в случае поля $\mathbf{H} \parallel \text{Oz}$ они довольно пологи, поэтому в экспериментах по прямому поглощению в обычной постановке — «протяжка» по полю на фиксированной частоте — магноны с $k=0$, по-видимому, сложно обнаружить. В этом случае очевидно явное преимущество метода КРС.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Фаза Γ_{46} :

$$\begin{aligned} q_0(2y) &= E_{2y}(k) + [2D_3(0)\alpha - E_{3z}(0)\alpha^2]/(1 + \alpha^2), \\ q_1 &= q_0(3y), \quad q_2 = q_0(0y), \quad q_3 = q_1(1y), \\ p_0 &= t(3z, 1x, 2x, 0z) + 2\alpha(D_3(k)b^2 - D_2(k)c^2), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
p_1 &= t(2x, 0x, 3x, 1z) + 2a(D_1(k)b^2 - D_4(k)c^2), \\
p_2 &= t(1z, 3x, 0x, 2z) + 2a(D_4(k)b^2 - D_1(k)c^2), \\
p_3 &= t(0z, 2x, 1x, 3z) + 2a(D_2(k)b^2 - D_3(k)c^2), \\
t(x, \alpha, \gamma, \varphi) &= (E_x(k) + \alpha^2 E_\sigma(k))b^2 + (E_\gamma(k) + \alpha E_\rho(k))c^2 + \\
&\quad + [2\alpha D_3(0) - \alpha^2 E_{3z}(0)]/(1 + \alpha^2), \\
q_{03} - q_{12} &= [E_{2x}(0) - E_{3z}(0) - E_{0z}(0)]ac + \\
&\quad + (D_2(0) + D_3(0))(bc + ad) - (a - b - c)h, \\
p_3 &= \{E_{2x}(k) + E_{1x}(k) - E_{3z}(k) - E_{0z}(k)\}ac + \\
&\quad + \{D_3(k) + D_2(k)\}(bc + ad) + q_{03}, \\
p_{12} &= \{E_{0x}(k) + E_{2x}(k) - E_{2z}(k) - E_{1z}(k)\}ac + \\
&\quad + \{D_1(k) + D_4(k)\}(bc + ad) + q_{12}.
\end{aligned} \tag{II. 1}$$

Фаза Γ_4 :

$$\begin{aligned}
\bar{p}_0 &= E_{2x}c^2 + E_{0z}d^2 - 2D_2cd - \Delta, \\
\bar{p}_2 &= E_{0x}c^2 + E_{2z}d^2 - 2D_1cd - \Delta, \\
\bar{q}_0 &= E_{2y} - \Delta, \quad \bar{q}_2 = E_{0y} - \Delta, \\
\Delta &= E_{0z}c^2 + E_{2x}d^2 + 2D_2cd - h(c + \tau_3 d).
\end{aligned} \tag{II. 2}$$

Коэффициенты преобразования Боголюбова—Тябликова для магновонной моды $\epsilon_{146}^{(+)} = \epsilon_+$ в фазе Γ_4 имеют вид

$$\begin{aligned}
t_{0+} &= A\epsilon_+ \{\epsilon_+^2 - p_3 q_3 - p_{03} q_{03}\}, \quad d_{0+} = A \{q_0(\epsilon_+^2 - p_{03} p_3) + q_3 p_3\}, \\
t_{3+} &= A\epsilon_+ \{q_0 p_{03} + p_3 q_{03}\}, \quad d_{3+} = A \{(\epsilon_+^2 - q_{03} p_{03}) q_{03} + q_0 q_3 p_{03}\}, \\
A &= \{\epsilon_+ [\epsilon_+^2 - p_3 q_3 - p_{03} q_{03}] [q_0 (\epsilon_+^2 - p_3 q_3) + q_{03}^2 p_3] + \\
&\quad + \epsilon_+ [q_0 p_{03} + p_3 q_{03}] [(\epsilon_+^2 - q_{03} p_{03}) q_{03} + q_0 q_3 p_{03}]\}^{-1/2}.
\end{aligned} \tag{III. 3}$$

В случае моды $\epsilon_{146}^{(-)} = \epsilon_-$ в П. 3) следует заменить $\epsilon_+ \rightarrow \epsilon_-$, $0 \leftrightarrow 3$. Для магновон $\epsilon_{358}^{(+)}$ t - и d -коэффициенты можно получить из (II. 2) заменой $0 \rightarrow 1$ и $3 \rightarrow 2$, а для моды $\epsilon_{358}^{(-)}$ заменой $0 \rightarrow 2$ и $3 \rightarrow 1$.

Для фазы Γ_4

$$t_{14} = (\bar{p}_0/\bar{q}_0)^{1/4}, \quad d_{14} = t_{14}^{-1}, \quad t_{23} = (\bar{p}_2/\bar{q}_2)^{1/4}, \quad d_{23} = t_{23}^{-1}. \tag{II. 4}$$

Список литературы

- [1] Vaknin D., Sinha S. K., Moncton D. E., Johnston D. C., Newsam J. M., Safirnyya C. R., King Jr. H. E. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 58. N 26. P. 2802—2805.
- [2] Shirane G., Endoh Y., Birgeneau R. J., Kastner M. A., Hidaka Y., Oda M., Suzuki M., Murakami T. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 14. P. 1613—1616.
- [3] Lyons K. B., Fleury P. A., Remeika J. P. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 4. P. 2353—2360.
- [4] Aharony A., Birgeneau R. J., Coniglio A., Kastner M. A., Stanley H. E. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 13. P. 1330—1333.
- [5] Thio T., Thurstone T. R., Preyer N. W. e. a. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 1. P. 905—911.
- [6] Collins R. T., Schlesinger Z., Shafer M. W., McGuire T. R. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 10. P. 5817—5820.
- [7] Peters C. J., Birgeneau R. J., Kastner M. A., Yoshizawa H., Endoh Y., Tranquada J., Shirane G., Hidaka Y., Oda M., Suzuki M., Murakami T. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 16. P. 9761—9764.
- [8] Kastner M. A., Birgeneau R. J., Endoh Y., Shirane G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 10. P. 6636—6640.
- [9] Боровик-Ромашов А. С., Буздин А. И., Крейнс Н. М., Крогов С. С. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. № 11. С. 600—603.
- [10] Барьяхтар В. Г., Локтев В. М., Яблонский Д. А. // СФХТ. 1989. Т. 2. № 1. С. 16—31.
- [11] Крогов С. С., Фарзетдинова Р. М. // СФХТ. 1989. Т. 2. № 2. С. 60—67.
- [12] Барьяхтар В. Г., Пашкевич Ю. Г., Соболев В. Л. // ЖЭТФ. 1983. Т. 85. № 5. С. 1625—1637.
- [13] Pashkevich Yu. G., Sobolev V. L., Fedorov S. A. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 21. N 7. P. 1265—1286.
- [14] Барьяхтар В. Г., Еременко В. В., Науменко В. М., Пашкевич Ю. Г., Пишко В. В., Соболев В. Л. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 4. С. 1382—1394.
- [15] Пашкевич Ю. Г., Соболев В. Л., Телеш В. Т. // ФНТ. 1982. Т. 8. № 7. С. 705—712.
- [16] Пашкевич Ю. Г., Соболев В. Л., Шахов В. В. // ФНТ. 1986. Т. 12. № 9. С. 962—971.
- [17] Демокритов С. О., Крейнс Н. М., Кудинов В. И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 2. С. 689—703.