

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНЫ
ИНСТИТУТ МОНОКРИСТАЛЛОВ

На правах рукописи

УДК 538.114

БЛИНКИН ВИКТОР АНАТОЛЬЕВИЧ

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ
СВОЙСТВА ОБМЕННО НЕКОЛЛИНЕАРНОГО
АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА Nd_2CuO_4**

Специальность 01.04.02

Теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Харьков — 1992

Работа выполнена в Институте монокристаллов АН Украины,
г. Харьков

Научные руководители: доктор физико-математических наук
ВИТЕБСКИЙ И.М.
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник
ПАШКЕВИЧ Ю.Г.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
профессор ФИНКЕЛЬ В.А.
кандидат физико-математических наук
ЛЬВОВ В.А.

Ведущая организация: Физико-технический институт низких
температур АН Украины
г. Харьков

Защита состоится " 22 " декабря 1992 года в 15 часов на засе-
дании специализированного совета К 138.01.01 в Институте монокри-
сталлов.

Адрес: 310001, г. Харьков-001, пр. Ленина 60.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
Института монокристаллов АН Украины.

Автореферат разослан " _____ " _____ 1992 года.
Ученый секретарь

Специализированного совета
К 138.01.01
кандидат технических наук

Л.В. Атрошенко

ЛНБ ім. В. Стефаніка
АН УРСР

ЛНБ України ім. В. Стефаніка



00814377 (U)

№ 26.344

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В настоящее время вызывает большой интерес вопрос о той роли, которую играют магнитные свойства ВТСП соединений в механизме возникновения сверхпроводимости. Кроме того, изучение магнитных свойств высокотемпературных сверхпроводников может помочь пониманию внутренних свойств данных систем.

Соединение Nd_2CuO_4 является базовым для нового класса высокотемпературных сверхпроводников с электронным типом проводимости. Как и другие базовые соединения высокотемпературных сверхпроводников La_2CuO_4 и тетрагональный $YBa_2Cu_3O_6$ этот кристалл обладает весьма интересными магнитными свойствами. Nd_2CuO_4 уникален с точки зрения характера его магнитного упорядочения, представляющего собой обменно неколлинеарную магнитную структуру типа "плоский крест". Магнитному упорядочению в данном кристалле предшествует структурный фазовый переход $D_{4h}^7 \Leftrightarrow D_{4h}^{14}$, сопровождающийся увеличением объема элементарной ячейки в четыре раза [1]. В отсутствие внешнего магнитного поля при температурах ниже температуры Нееля $T_N = 240K$ (для стехиометрического состава) Nd_2CuO_4 представляет собой четырехподрешеточный антиферромагнетик с магнитной структурой типа "плоский крест". При понижении температуры в этом соединении реализуется последовательность магнитных фазовых переходов в медной подсистеме, а в области гелиевых температур происходит упорядочение подсистемы неодима [2, 3, 4].

Высокочастотные свойства Nd_2CuO_4 также обладают рядом особенностей. Представляет интерес возможность возбуждения трех акустических мод магнитного резонанса как электрической, так и магнитной компонентами электромагнитного поля, причем две моды электродипольно активны уже в обменном приближении. Резонанс на единственной обменной моде в отсутствие внешнего магнитного поля не возбуждается. Характерной особенностью Nd_2CuO_4 является то, что энергия обменной моды определяется величинами квадратичного и биквадратного обменных взаимодействий. Поэтому исследование обменной моды, например, с помощью комбинационного рассеяния света [5],

либо методом неупругого рассеяния нейтронов позволяет провести измерение константы биквадратного обменного взаимодействия D между соседними tu плоскостями.

Целью диссертации является теоретическое исследование особенностей спиновой динамики и высокочастотных свойств высокосимметричных антиферромагнетиков, а именно магнитных структур типа "плоский крест", реализующихся в кристаллах Nd_2CuO_4 .

Научная новизна работы определяется следующими полученными автором результатами:

—перечислены равновесные магнитные фазы обменно неколлинеарных антиферромагнетиков со структурой типа Nd_2CuO_4 и найдены условия их устойчивости, исследованы макроскопические (тензорные) свойства магнитоупорядоченных фаз обусловленные спин-решеточными взаимодействиями;

—получен спектр спиновых волн в обменно-неколлинеарном магнетике с магнитной структурой типа "плоский крест";

—впервые исследовано двухмагннное поглощение света в обменно неколлинеарных магнетиках с магнитной структурой типа "плоский крест": вычислены коэффициенты магнитодипольного и электродипольного поглощения, а также плотности состояний спиновых волн;

—теоретически рассмотрен антиферромагнитный резонанс в четырехподрешеточной обменно-неколлинеарной структуре типа "плоский крест" для различных ориентаций магнитного поля вдоль осей симметрии кристалла, при различных предположениях об исходной кристаллической симметрии и величинах обменных и релятивистских взаимодействий; рассчитаны спектры антиферромагнитного резонанса для возможных типов поведения магнитной подсистемы ионов меди в Nd_2CuO_4 и приведены поля спин-переориентационных переходов.

Научная и практическая ценность работы. Полученные результаты

относятся к системам, являющихся базовыми для нового класса высокотемпературных сверхпроводников и интенсивно исследуемых в последнее время и могут быть использованы для дальнейшего изучения их статических и динамических свойств. Ряд новых физических явлений описанных в диссертации должны стимулировать постановку соответствующих экспериментов.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 3 работах.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на Всесоюзном семинаре "Спиновые волны" (Санкт-Петербург 1992), семинарах в институте Физических проблем АН России и Физико-техническом институте низких температур АН Украины.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка литературы из 41 наименований. Полный объем работы, включая 6 таблиц и 29 рисунков, составляет страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность изучаемых вопросов, сформулирована цель работы, научная новизна и практическая ценность работы. Дан краткий обзор содержания по главам.

Первая глава посвящена изучению магнитных и тензорных свойств Nd_2CuO_4 .

В первом разделе обсуждается кристаллическая симметрия Nd_2CuO_4 . При температурах выше комнатной кристаллическая структура Nd_2CuO_4 описывается федоровской группой $I4/mmm$. Ионы Cu^{2+} занимают позиции a -типа и образуют объемноцентрированную тетрагональную решетку. Ионы Nd^{3+} занимают 2-кратные позиции e -типа.

Во втором разделе проведен теоретико-групповой анализ структурного фазового перехода в Nd_2CuO_4 , сопровождающийся смещениями ионов меди. В результате структурного фазового перехода $D_{4h}^7 \Leftrightarrow D_{4h}^{14}$, происходит увеличение объема элементарной ячейки в четыре раза.

Содержание следующего раздела посвящено симметричному анализу трех типов антиферромагнитного упорядочения магнитных моментов ионов меди, которые по данным нейтронографических исследований

[1, 2] реализуются в Nd_2CuO_4 . Определены магнитная симметрия и магнитный класс каждой из трех фаз, в предположении, что магнитная поляризация подрешеток неодима не является спонтанной, а обусловлена влиянием магнитоупорядоченной медной подсистемы.

$$A\Phi - 1 : P4_2/m'n'm'; D_{4h}(D_4) \quad (1)$$

$$A\Phi - 2 : P4'_2/m'nm'; D_{4h}(D_{2d}) \quad (2)$$

$$A\Phi - 3 : Pnnm'; D_{2h}(C_{2v}). \quad (3)$$

В четвертом разделе проанализирована симметрия спин-спиновых взаимодействий в Nd_2CuO_4 , в приближении ближайших соседей для неодородного случая $\mathbf{k} \neq 0$ построен гамильтониан магнитной подсистемы ионов меди, который имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}(\mathbf{k}) = & J_{0i} \mathbf{F}_i(\mathbf{k}) \mathbf{F}_i(-\mathbf{k}) + \sum_{\sigma=1}^3 J_{\sigma i}(\mathbf{k}) \mathbf{L}_{\sigma i}(\mathbf{k}) \mathbf{L}_{\sigma i}(-\mathbf{k}) + \\ & + d_1(\mathbf{k}) L_{1x}(\mathbf{k}) L_{2y}(-\mathbf{k}) + d_2(\mathbf{k}) L_{1y}(\mathbf{k}) L_{2x}(-\mathbf{k}) + d_3(\mathbf{k}) F_x(\mathbf{k}) L_{3y}(-\mathbf{k}) + \\ & + d_4(\mathbf{k}) F_y(\mathbf{k}) L_{3x}(-\mathbf{k}) + J_4(\mathbf{k}) (\mathbf{L}_1(\mathbf{k}) \mathbf{L}_2(-\mathbf{k}) - \mathbf{F}(\mathbf{k}) \mathbf{L}_3(-\mathbf{k})) + \\ & + \mathcal{H}^{(4)}(\mathbf{k}) \end{aligned} \quad (4)$$

где $\mathcal{H}^{(4)}(\mathbf{k})$ гамильтониан биквадратного обмена:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{(4)} = & \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} D \{ (\mathbf{S}_1(\mathbf{k}_1) \mathbf{S}_2(\mathbf{k}_2)) (\mathbf{S}_3(\mathbf{k}_3) \mathbf{S}_4(\mathbf{k}_4)) + \\ & + (\mathbf{S}_1(\mathbf{k}_1) \mathbf{S}_3(\mathbf{k}_3)) (\mathbf{S}_2(\mathbf{k}_2) \mathbf{S}_4(\mathbf{k}_4)) \} \times \\ & \times \cos\left(\frac{\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4}{4} \mathbf{a}\right) \cos\left(\frac{\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4}{4} \mathbf{b}\right) \times \\ & \times \cos\left(\frac{\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4}{4} \mathbf{c}\right) \Delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4) \end{aligned} \quad (5)$$

где N — число ячеек кристалла, Δ — символ Кронекера. В этих выражениях

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(\mathbf{k}) &= \mathbf{S}_1(\mathbf{k}) + \mathbf{S}_2(\mathbf{k}) + \mathbf{S}_3(\mathbf{k}) + \mathbf{S}_4(\mathbf{k}); \\ \mathbf{L}_1(\mathbf{k}) &= \mathbf{S}_1(\mathbf{k}) + \mathbf{S}_2(\mathbf{k}) - \mathbf{S}_3(\mathbf{k}) - \mathbf{S}_4(\mathbf{k}); \\ \mathbf{L}_2(\mathbf{k}) &= \mathbf{S}_1(\mathbf{k}) - \mathbf{S}_2(\mathbf{k}) + \mathbf{S}_3(\mathbf{k}) - \mathbf{S}_4(\mathbf{k}); \\ \mathbf{L}_3(\mathbf{k}) &= \mathbf{S}_1(\mathbf{k}) - \mathbf{S}_2(\mathbf{k}) - \mathbf{S}_3(\mathbf{k}) + \mathbf{S}_4(\mathbf{k}). \end{aligned} \quad (6)$$

Вектора ферро- и антиферромагнетизма \mathbf{F} , \mathbf{L} представляют собой линейные комбинации спиновых моментов отдельных подрешеток и при $\mathbf{k}=0$ осуществляют неприводимые представления группы перестановок атомов. Величины J , D , d представляют собой константы квадратичного обмена, биквадратного обмена и взаимодействия Дзялошинского-Мория соответственно. Величины $J_{\sigma i}$ являются линейными комбинациями вида (6) обменных межподрешеточных интегралов $K_{\alpha\beta}^{ii}$, где индексы α, β — нумеруют подрешетки, а индексы i — декартовы. Ограничиваясь приближением ближайших соседей, для величин $J_{\sigma i}$ получим:

$$\begin{aligned} J_{0i}(\mathbf{k}) &= K_{11}^{ii} \gamma_1(\mathbf{k}) + K_{12}^{ii} \gamma_2(\mathbf{k}) + K_{13}^{ii} \gamma_3(\mathbf{k}) + K_{14}^{ii} \gamma_4(\mathbf{k}), \\ J_{1i}(\mathbf{k}) &= K_{11}^{ii} \gamma_1(\mathbf{k}) + K_{12}^{ii} \gamma_2(\mathbf{k}) - K_{13}^{ii} \gamma_3(\mathbf{k}) - K_{14}^{ii} \gamma_4(\mathbf{k}), \\ J_{2i}(\mathbf{k}) &= K_{11}^{ii} \gamma_1(\mathbf{k}) - K_{12}^{ii} \gamma_2(\mathbf{k}) + K_{13}^{ii} \gamma_3(\mathbf{k}) - K_{14}^{ii} \gamma_4(\mathbf{k}), \\ J_{3i}(\mathbf{k}) &= K_{11}^{ii} \gamma_1(\mathbf{k}) - K_{12}^{ii} \gamma_2(\mathbf{k}) - K_{13}^{ii} \gamma_3(\mathbf{k}) + K_{14}^{ii} \gamma_4(\mathbf{k}), \\ d_1(\mathbf{k}) &= 8S \left(K_{11}^{xy} \gamma_1 - K_{14}^{xy} \gamma_4 - 2K_{12}^{xy} \cos \frac{kc}{2} \cos \frac{k(a+b)}{4} \cos \frac{k(a-b)}{4} \right), \\ d_2(\mathbf{k}) &= 8S \left(K_{11}^{xy} \gamma_1 - K_{14}^{xy} \gamma_4 + 2K_{12}^{xy} \cos \frac{kc}{2} \cos \frac{k(a+b)}{4} \cos \frac{k(a-b)}{4} \right), \\ d_3(\mathbf{k}) &= 8S \left(K_{11}^{xy} \gamma_1 + K_{14}^{xy} \gamma_4 - 2K_{12}^{xy} \cos \frac{kc}{2} \sin \frac{k(a+b)}{4} \sin \frac{k(a-b)}{4} \right), \\ d_4(\mathbf{k}) &= 8S \left(K_{11}^{xy} \gamma_1 + K_{14}^{xy} \gamma_4 + 2K_{12}^{xy} \cos \frac{kc}{2} \sin \frac{k(a+b)}{4} \sin \frac{k(a-b)}{4} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_1(\mathbf{k}) &= \cos \mathbf{k} \frac{(\mathbf{a} + \mathbf{b})}{2} \cos \frac{\mathbf{k}(\mathbf{a} - \mathbf{b})}{2}; \quad \gamma_2(\mathbf{k}) = \cos \frac{\mathbf{k}\mathbf{a}}{2} \cos \frac{\mathbf{k}\mathbf{c}}{2} \cos 2\mathbf{k}\Delta_y; \\ \gamma_3(\mathbf{k}) &= \cos \frac{\mathbf{k}\mathbf{b}}{2} \cos \frac{\mathbf{k}\mathbf{c}}{2} \cos 2\mathbf{k}\Delta_x; \quad \gamma_4(\mathbf{k}) = \cos \frac{\mathbf{k}\mathbf{a}}{2} \cos \frac{\mathbf{k}\mathbf{b}}{2} \end{aligned}$$

В дальнейшем мы будем пренебрегать малой величиной Δ по сравнению с постоянными решетки \mathbf{a} , \mathbf{b} , \mathbf{c} . По той же причине мы не будем учитывать в (4) неоднородное слагаемое обменного происхождения пропорциональное Δ — $J_4(\mathbf{k}) = K_{14} \gamma_4(\mathbf{k}) \sin(2k_x \Delta_x) \sin(2k_y \Delta_y)$. При $\mathbf{k} = 0$ гамильтониан (4) можно представить в виде максимально отражающем симметрию системы.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{(e)} = & -8S^2 J_0 + J_0 \mathbf{F}^2 + J_1 (\mathbf{L}_1^2 + \mathbf{L}_2^2) \\ & + \frac{1}{16} D [(\mathbf{L}_1^2 - \mathbf{L}_2^2)^2 + (\mathbf{F}^2 - \mathbf{L}_3^2)^2 - 8(\mathbf{F}\mathbf{L}_1)^2 - 8(\mathbf{F}\mathbf{L}_2)^2] + \\ & + a_2 (L_{1x} + L_{2y})^2 + a_4 (L_{1y} - L_{2x})^2 + a_6 (L_{1x} - L_{2y})^2 \\ & + a_8 (L_{1y} + L_{2x})^2 + d(F_x L_{3y} + F_y L_{3x}) + aL_{3z}^2. \end{aligned} \quad (8)$$

В обменном приближении при соблюдении условий

$$J_1 < 0, J_0 ; D > 0 \quad (9)$$

основному состоянию спиновой системы отвечает неколлинеарная, но компланарная магнитная структура

$$\mathbf{L}_1 \mathbf{L}_2 = 0 ; \mathbf{L}_1^2 = \mathbf{L}_2^2 = 8S^2 \quad (10)$$

которая определяется биквадратичным обменным взаимодействием

$$\frac{1}{4^2} D (\mathbf{L}_1^2 - \mathbf{L}_2^2)^2. \quad (11)$$

Ориентация данной структуры в спиновом пространстве определяется, в свою очередь, анизотропными релятивистскими взаимодействиями.

Постоянные анизотропии a_2, a_4, a_6, a_8 , введенные в (8), выражаются через величины J и d , взятые при $\mathbf{k} = 0$, с помощью соотношений:

$$\begin{aligned} a_2 = \frac{1}{2} (J_{1z} - J_{1z} + \frac{d_1}{2}); a_6 = \frac{1}{2} (J_{1z} - J_{1z} - \frac{d_1}{2}); \\ a_4 = \frac{1}{2} (J_{1y} - J_{1z} - \frac{d_2}{2}); a_8 = \frac{1}{2} (J_{1y} - J_{1z} + \frac{d_2}{2}); \end{aligned} \quad (12)$$

В соединениях R_2CuO_4 , где $R = La, Nd, Gd, Pr$, между ионами меди, принадлежащими одной $a-b$ плоскости устанавливается мощное обменное взаимодействие, значительно превышающее взаимодействие между соседними плоскостями. В нашем случае это означает, что интеграл внутрислоевого обмена $K_{14} \gg K_{12} = K_{13}$ — интегралов межслоевых обменов. С этой точки зрения полезно рассмотреть явный вид обменов J и анизотропий a_i из (8), определяемый через тензора межподрешеточных обменных взаимодействий $K_{\alpha\beta}^{ij}$.

$$J_0 = 4K_{12} \quad ; \quad J_1 = -2(K_{14} - K_{12})$$

$$a_{2/6} = \frac{1}{2} \{ K_{11}^{xx} - K_{11}^{zz} + K_{14}^{zz} - K_{14}^{xx} + K_{12}^{xx} - K_{12}^{yy} + / - \\ + / - (K_{11}^{xy} - K_{14}^{xy} - 2K_{12}^{xy}) \}$$

$$a_{4/8} = \frac{1}{2} \{ K_{11}^{xx} - K_{11}^{zz} + K_{14}^{zz} - K_{14}^{xx} - K_{12}^{xx} + K_{12}^{yy} + / - \\ + / - (K_{11}^{xy} - K_{14}^{xy} + 2K_{12}^{xy}) \} \quad (13)$$

Таким образом величина J_0 определяется малым межслоевым обменом, а $J_1 < 0$. Во все параметры a_σ входит большая внутрислоевая анизотропия выхода "креста" из плоскости $K_{14}^{zz} - K_{14}^{xx}$. Параметры $K_{\alpha\beta}^{xy}$ описывают взаимодействие Дзялошинского-Мория, их появление обусловлено структурными искажениями Δ . В отсутствие структурных искажений все величины $K_{\alpha\beta}^{xy} = 0$ и

$$a_2 = a_6 \quad , \quad a_4 = a_8 \quad , \quad d = 0 \quad (14)$$

и в этом случае различие между a_2 и a_4 определяется малой межслоевой анизотропией $K_{12}^{xx} - K_{12}^{yy}$. Величина D представляет собой четырехузельный обмен между четырьмя ближайшими ионами 1-2, 3-4.

Итак, ориентация обменной магнитной структуры (10) в спиновом пространстве определяется четырьмя независимыми параметрами — константами анизотропии второго порядка. Если хотя бы одна из четырех констант a_n в (8) отрицательна, то в основном состоянии магнитные моменты подрешеток меди лежат в базисной плоскости. При

этом возможны четыре неэквивалентные антиферромагнитные конфигурации (в скобках указаны области их устойчивости)

$$\tau_2 : L_{1x} = L_{2y} = \sqrt{8}S ; P_{4_2}/m'n'm' ; a_2 < 0 , a_4 , a_6 , a_8 \quad (15)$$

$$\tau_4 : L_{1y} = -L_{2x} = \sqrt{8}S ; P_{4_2}/m'nm ; a_4 < 0 , a_2 , a_6 , a_8 \quad (16)$$

$$\tau_6 : L_{1x} = -L_{2y} = \sqrt{8}S ; P_{4_2}/m'n'm ; a_6 < 0 , a_2 , a_4 , a_8 \quad (17)$$

$$\tau_8 : L_{1y} = L_{2x} = \sqrt{8}S ; P_{4_2}/m'nm' ; a_8 < 0 , a_2 , a_4 , a_6 \quad (18)$$

В случае же

$$a_2 , a_4 , a_6 , a_8 > 0 , \quad (19)$$

подрешеточные намагниченности меди выходят из базисной плоскости и реализуется одна из смешанных (приводимых) магнитных конфигураций. В пятом разделе исследовались однородные колебания спиновой системы ионов меди. В обменно неколлинеарных фазах Nd_2CuO_4 имеется по четыре моды антиферромагнитного резонанса - одна обменная мода и три акустических, две из которых являются вырожденными:

Обменные моды :

$$\text{в фазе } \tau_2 : \omega_E = 8S\sqrt{-2(J_1 + 2a_2 + a)(2S^2D + a_6 - a_2)} \quad (20)$$

$$\text{в фазе } \tau_4 : \omega_E = 8S\sqrt{-2(J_1 + 2a_4 + a)(2S^2D + a_8 - a_4)} \quad (21)$$

$$\text{в фазе } \tau_6 : \omega_E = 8S\sqrt{-2(J_1 + 2a_6 + a)(2S^2D + a_2 - a_6)} \quad (22)$$

$$\text{в фазе } \tau_8 : \omega_E = 8S\sqrt{-2(J_1 + 2a_8 + a)(2S^2D + a_4 - a_8)} \quad (23)$$

Акустические моды :

$$\text{в фазе } \tau_2 : \begin{cases} \omega_{A3} = 8S\sqrt{2(a_2 - a_4)(J_1 - J_0 + 2a_2)} \\ \omega_{A1} = \omega_{A2} = 8S\sqrt{a_2(2J_1 - J_0 + 4S^2D + 4a_2 + d)} \end{cases} \quad (24)$$

$$\text{в фазе } \tau_4 : \begin{cases} \omega_{A3} = 8S\sqrt{2(a_4 - a_2)(J_1 - J_0 + 2a_4)} \\ \omega_{A1} = \omega_{A2} = 8S\sqrt{a_4(2J_1 - J_0 + 4S^2D + 4a_4 - d)} \end{cases} \quad (25)$$

$$\text{в фазе } \tau_6 : \begin{cases} \omega_{A3} = 8S\sqrt{2(a_6 - a_8)(J_1 - J_0 + 2a_6)} \\ \omega_{A1} = \omega_{A2} = 8S\sqrt{a_6(2J_1 - J_0 + 4S^2D + 4a_6 - d)} \end{cases} \quad (26)$$

$$\text{в фазе } \tau_8 : \begin{cases} \omega_{A3} = 8S\sqrt{2(a_8 - a_6)(J_1 - J_0 + 2a_8)} \\ \omega_{A1} = \omega_{A2} = 8S\sqrt{a_8(2J_1 - J_0 + 4S^2D + 4a_8 + d)} \end{cases} \quad (27)$$

Вырождение акустических мод A_1 и A_2 во всех фазах является точным. Обратим внимание также на необычно малую величину частоты ω_c обменной моды. Это обстоятельство связано с особой ролью биквадратичного обменного взаимодействия в формировании магнитных структур.

В шестом разделе проведен анализ спин-решеточного взаимодействия и тензорных свойств магнитоупорядоченных фаз Nd_2CuO_4 . Группы магнитной симметрии всех антиферромагнитных структур в Nd_2CuO_4 допускают существование линейного магнитоэлектрического эффекта. Ответственным за обменный магнитоэлектрический эффект является следующий инвариант

$$p_x FL_1 + p_y FL_2 \quad (28)$$

Особый интерес с этой точки зрения представляют обменно неколлинеарные структуры (15–18), в которых магнитоэлектрический эффект имеет обменную природу а, значит, должен быть особенно большим.

$$\text{фаза } \tau_2 : \sqrt{8S}(p_x F_x + p_y F_y) \quad (29)$$

$$\text{фаза } \tau_4 : \sqrt{8S}(p_x F_y - p_y F_x) \quad (30)$$

$$\text{фаза } \tau_8 : \sqrt{8}S(p_x F_x - p_y F_y) \quad (31)$$

$$\text{фаза } \tau_8 : \sqrt{8}S(p_x F_y + p_y F_x) \quad (32)$$

Во всех этих фазах магнитоэлектрический эффект определяется наиболее мощной, обменной частью спин-решеточной связи.

Магнитоэлектрический эффект во всех рассмотренных выше магнитных структурах обязан своим существованием также наличию спонтанных искажений кристаллической структуры, возникающих ниже. Если бы этих искажений не было, то в антиферромагнитных структурах (15–18) появились бы антитрансляции, что несовместимо с линейным магнитоэлектрическим и пьезомагнитным эффектами [6].

Во второй главе теоретически исследовался спектр спиновых волн и двухмагнонное поглощение света в Nd_2CuO_4 в обменно-неколлинеарной фазе τ_2 при таких температурах, когда учет неодимовой подсистемы приводит лишь к температурно зависимой перенормировке констант, характеризующих подсистему меди.

В первом разделе построен спектр спиновых волн в Nd_2CuO_4 , который имеет ряд особенностей, состоящих в том, что некоторые ветви магнонов обнаруживают чисто двумерное поведение. В фазе τ_2 магнитная структура образована двумя антиферромагнитно упорядоченными xy -плоскостями ионов меди, векторы антиферромагнетизма которых перпендикулярны друг другу. Вычисления проводились в схеме вторичного квантования гамильтониана многоподрешеточного магнетика [7]. Для этого в (4) необходимо перейти от операторов s_α к операторам s'_α , каждый из которых записан в своей собственной локальной системе координат с осью OZ' , направленной вдоль оси равновесной ориентации спина. Используя (4), с помощью преобразования Голстейна—

Примакова для квадратичной части гамильтониана (4) получим:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2} \sum (q_\alpha(k) Q_\alpha(k) Q_\alpha(-k) - p_\alpha(k) P_\alpha(k) P_\alpha(-k)). \quad (33)$$

Коэффициенты q и p , входящие в квадратичный гамильтониан (33), описываются выражениями:

$$\begin{aligned} p_{kL} &= 2E_{Lz}(k); \\ q_{0k} &= E_{2x}(k) + E_{1y}(k) - d_2(k) + 8S^3 D(2\gamma_4(k) - \gamma_2(k) - \gamma_3(k)); \\ q_{2k} &= E_{0x}(k) + E_{3y}(k) - d_3(k) + 8S^3 D(2\gamma_4(k) + \gamma_2(k) - \gamma_3(k)); \\ q_{1k} &= E_{0y}(k) + E_{3x}(k) - d_4(k) + 8S^3 D(2\gamma_4(k) - \gamma_2(k) + \gamma_3(k)); \\ q_{3k} &= E_{1x}(k) + E_{2y}(k) - d_1(k) + 8S^3 D(2\gamma_4(k) + \gamma_2(k) + \gamma_3(k)); \end{aligned} \quad (34)$$

где

$$\begin{aligned} E_{L\sigma} &= 4S[J_{L\alpha}(k) - J_{1x}(0)] - \frac{1}{2}d_1(0), \\ (L &= F, L_1, L_2, L_3; \quad \sigma = x, y, z). \end{aligned} \quad (35)$$

В этих выражениях величины $J_{\alpha\beta}(k)$ и $d_\beta(k)$ определяются выражениями (7). Из формулы (33) следует, что в используемых нами приближениях перепутывания состояний спиновых волн не происходит. Энергии спиновых волн определяются с помощью стандартного преобразования Боголюбова-Тябликова от операторов $a_L(k)$ к операторам рождения и уничтожения магнонов ветви $\nu\xi_{\nu k}^+$ и $\xi_{\nu k}$:

$$\begin{aligned} Q_L(k) &= \frac{1}{\sqrt{2}} t_{1\nu}(k) [\xi_{\nu}^+(-k) + \xi_{\nu}(k)]; \\ P_L(k) &= \frac{1}{\sqrt{2}} d_{1\nu}(k) [\xi_{\nu}^+(k) + \xi_{\nu}(-k)]. \end{aligned} \quad (36)$$

где t и d коэффициенты имеют вид:

$$t_{L\nu} = \left(\frac{p_L(\mathbf{k})}{q_L(\mathbf{k})} \right)^{\frac{1}{4}} ; d_{L\nu} = \left(\frac{q_L(\mathbf{k})}{p_L(\mathbf{k})} \right)^{\frac{1}{4}} . \quad (37)$$

Энергии спиновых волн в этом случае определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \omega_{A_1}(\mathbf{k}) &= \sqrt{p_1(\mathbf{k})q_1(\mathbf{k})} ; & \omega_{A_2}(\mathbf{k}) &= \sqrt{p_2(\mathbf{k})q_2(\mathbf{k})} ; \\ \omega_{A_3}(\mathbf{k}) &= \sqrt{p_0(\mathbf{k})q_0(\mathbf{k})} ; & \omega_E(\mathbf{k}) &= \sqrt{p_3(\mathbf{k})q_3(\mathbf{k})} . \end{aligned}$$

При $\mathbf{k}=0$ также как и в главе 1, мы получаем четыре моды магнитного резонанса с $\nu = A_1, A_2, A_3, E$. Энергии двух акустических мод A_1 и A_2 являются вырожденными. В дальнейшем, будем сохранять нумерацию ветвей спиновых волн, соответствующую $\mathbf{k}=0$.

Замечательным обстоятельством является то, что величины $p_{1,2}$ и $q_{1,2}$ для направления волнового вектора $\mathbf{K} \parallel [001]$ вообще не зависят от \mathbf{k} , т.е. ветви A_1 и A_2 проявляют чисто двумерное поведение. Дисперсия других ветвей вдоль этого же направления волнового вектора такова, что соответствующая энергия спиновой волны изменяется, сохраняя при этом значения в масштабе величин, соответствующих энергии колебаний спинов с $\mathbf{k} = 0$. Подобное поведение обусловлено исключительно особенностями кристаллической структуры и магнитного упорядочения Nd_2CuO_4 и никак не связано с малостью каких-либо обменных интегралов по сравнению с остальными, как это имеет место в других квазидвумерных магнетиках, например La_2CuO_4 [8]. Подробнейшее описание системы La_2CuO_4 имеется в работе В.Г. Барьяхтара, В.А. Львова, В.М. Локтева, Д.А. Яблонского [9].

Во втором разделе на основе известных экспериментальных данных определены величины обменных и релятивистских констант, характеризующих магнитную подсистему ионов меди в Nd_2CuO_4 .

Во третьем разделе рассмотрено двухмагнонное поглощение света в обменно-неколлинеарной структуре типа "плоский крест". К настоящему времени двухмагнонное поглощение на акустических магнонах достаточно подробно исследовано как теоретически, так и экспериментально в двумерных двухподрешеточных антиферромагнетиках [10]-[11]. Особенности этого процесса с участием обменных магновнов в многоподрешеточных магнетиках рассматривались лишь в работах [12],[13]-[14]. Однако, все эти исследования проводились для антиферромагнетиков, коллинеарных в обменном приближении, а сам процесс поглощения в них носил магнитодипольный характер. В обменно-неколлинеарных магнетиках двухмагнонное поглощение не рассматривалось. В этом разделе построен гамильтониан взаимодействия магнитной подсистемы с однородным электромагнитным полем и вычислены коэффициенты электро- $K^{(e)}(\omega)$ и магнитодипольного $K^{(h)}(\omega)$ поглощения, а также плотности состояний спиновых волн $g(\omega)$. Показано, что как в электродипольном, так и магнитодипольном каналах поглощения процессы распада фотона на два магнона происходят одинаковым образом. При поглощении обменный магнон всегда появляется совместно с одной из акустических спиновых волн, принадлежащих при $k=0$ двумерному неприводимому представлению. В отличие от коллинеарных трехмерных магнетиков [12] амплитуда двухмагнонного поглощения с участием обменного магнона каких-либо малых параметров не содержит и имеет тот же порядок величины, что и поглощение только с участием акустических магновнов. Поглощение с возникновением спиновых волн одной и той же ветви отсутствует. На малых частотах коэффициент магнитодипольного поглощения имеет пик связанный с квазидвумерностью спектра спиновых волн. Область максимального изменения коэффициента поглощения приходится на линейные участки плотностей состояний.

Третья глава диссертации посвящена рассмотрению антиферромаг-

нитного резонанса в четырехподрешеточной обменно-неколлинеарной структуре типа "плоский крест" для различных ориентаций магнитного поля вдоль осей симметрии кристалла, при различных предположениях об исходной кристаллической симметрии и величинах обменных и релятивистских взаимодействий. Рассмотрение проводится для таких температур, когда учет редкоземельной подсистемы приводит лишь к температурно-зависимой перенормировке констант, описывающих подсистему меди.

В первом разделе построен гамильтониан взаимодействия магнитной подсистемы с внешним постоянным магнитным полем. Общее качественное понимание возможного поведения магнитной структуры типа "плоский крест" в магнитном поле вытекает из двух предельных случаев [15]. В обменном приближении включение сколь угодно малого поля произвольной ориентации приведет к тому, что плоскость "креста" будет ориентирована перпендикулярно магнитному полю, а в полях порядка внутрислоевого обмена "крест" захлопнется и магнитная структура станет ферромагнитной. Второму предельному случаю соответствует отсутствие структурных искажений и бесконечно малая величина биквадратного обмена по сравнению с анизотропией. В этом случае наличие компоненты поля, лежащей в плоскости ab приведет к тому, что вектора антиферромагнетизма отдельных слоев станут антипараллельны друг другу и перпендикулярны полю, т.е. магнитная структура уже в малых полях станет двухподрешеточной коллинеарной, а в полях порядка внутрислоевого обмена возникает ферромагнитное состояние. В реальном кристалле этим двум типам поведения магнитной структуры в магнитном поле, лежащем в ab -плоскости, соответствует случаи биквадратного обмена большего или меньшего анизотропии. При этом мягкими модами в соответствующих спин-переориентационных фазовых переходах в первом случае будут являться акустические моды, а во втором - обменная мода.

Во втором разделе для магнитной структуры типа "плоский крест" при различных ориентациях внешнего поля и соотношениях между параметрами магнитной подсистемы определены основные состояния, ча-

стоты антиферромагнитного резонанса, а также приведены поля спин-переориентационных переходов.

При направлении поля вдоль оси кристалла [001] никаких спин-переориентационных переходов не происходит, а "крест" плавно захлопывается. Акустические частоты, вырожденные при $H = 0$, при таком направлении поля расщепляются. Величина расщепления определяется межслоевым и биквадратным обменами:

$$\omega_{A1} - \omega_{A2} = 8S (J_0 + 4S^2 D) \sin \vartheta, \quad (38)$$

где ϑ определяется из уравнения на основное состояние

$$\sin \vartheta (J_0 - J_1 - 2a_2 + 2S^2 D \sin^2 \vartheta) - h = 0 \quad (39)$$

здесь $h = \frac{g\mu_B H}{8S}$.

Для направления поля вдоль [100] и [110] выделены три основных типа поведения магнитной системы "плоский крест":

- 1) Структурные искажения Δ присутствуют.
- 2) Структурные искажения отсутствуют, биквадратный обмен больше анизотропии $D > A$ и энергия активации обменной моды больше энергий активации акустических мод $\omega_E(h=0) > \omega_A(h=0)$.
- 3) Структурные искажения отсутствуют, биквадратный обмен $D < A$ и $\omega_E(h=0) < \omega_A(h=0)$.

Для $H \parallel [100]$:

В первом случае при увеличении поля происходит единственный фазовый переход II рода, сопровождающийся выходом "креста" из плоскости xy . При этом плоскость "креста" никогда не будет перпендикулярна полю. При $D \gg A$ можно оценить величину критического поля

$$h_{c1} \approx \sqrt{a_2 (J_1 - J_0 - 4S^2 D)}, \quad (40)$$

где $h_{c1} = \frac{g\mu_B H_{c1}}{8S}$.



В случае 2) "крест" также выходит из плоскости xy , однако, плоскость "креста" становится перпендикулярно полю, а переход в опрокинутую фазу может происходить путем фазового перехода I рода, либо путем двух фазовых переходов II рода. В третьем случае при величине поля $h_c \approx 32S^2\sqrt{-DJ_1}$ [15] происходит фазовый переход II рода из состояния четырех в состояние двухподрешеточного антиферромагнетика. При этом мягкой будет являться обменная мода.

Для $\mathbf{H} \parallel [110]$:

Как в случае 1), так и в случае 2) при увеличении поля "крест" выходит из плоскости xy и плоскость "креста" становится перпендикулярно полю. Переход в опрокинутую фазу может происходить путем фазового перехода I рода, либо путем двух фазовых переходов II рода. Область существования промежуточной фазы при выходе "креста" из плоскости определяется величиной малой межслоевой анизотропии и биквадратного обмена. Получены оценки для полей h_{c1} и h_{c2} , которые имеют вид:

$$h_{c1} = 8\sqrt{a_2 J_1} \quad ; \quad h_{c2} = 16S \left| \frac{a_2 - a_4}{a_2} \right| \sqrt{-J_1 D} . \quad (41)$$

Поведение магнитной системы в случае 3) аналогично случаю 3) для $\mathbf{H} \parallel [100]$, однако фазовый переход происходит как фазовый переход I рода.

В заключении суммируются основные результаты, полученные в работе и выносимые на защиту.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Для обменно неколлинеарного антиферромагнетика со структурой типа Nd_2CuO_4 перечислены возможные равновесные магнитные фазы, определены условия их устойчивости, вычислены частоты нормальных однородных колебаний спиновой системы во всех обменно неколлинеарных равновесных магнитных фазах.
2. Исследованы макроскопические (тензорные) свойства магнитоупорядоченных фаз, обусловленные спин-решеточными

взаимодействиями. Предсказана возможность существования линейного магнитоэлектрического эффекта обменной природы в Nd_2CuO_4 при наличии структурных искажений.

3. Получен спектр спиновых волн в обменно неколлинеарном магнетике Nd_2CuO_4 . Обнаружен ряд особенностей, состоящих в том, что некоторые ветви магнонов обнаруживают чисто двумерное поведение, а дисперсия других ветвей вдоль определенного направления волнового вектора такова, что соответствующая энергия спиновой волны изменяется, сохраняя при этом значения в масштабе величин, соответствующих энергии колебаний спинов с $k = 0$. Вычислены магнонные плотности состояний в обменно неколлинеарной магнитной структуре типа "плоский крест".

4. Впервые рассмотрено двухмагнонное поглощение света в обменно неколлинеарной магнитной структуре типа "плоский крест". Обнаружено, что на малых частотах коэффициент магнитодипольного поглощения имеет пик связанный с квазидвумерностью спектра спиновых волн. Показано, что как в электродипольном, так и магнитодипольном каналах поглощения процессы распада фотона на два магнона происходят одинаковым образом и, в отличие от коллинеарных трехмерных магнетиков, амплитуда двухмагнонного поглощения с участием обменного магнона имеет тот же порядок величины, что и поглощение только с участием акустических магнонов.

5. Изучено поведение обменно неколлинеарной магнитной структуры типа "плоский крест" во внешнем магнитном поле и определены равновесные спиновые конфигурации. Получены зависимости частот АФМР от величины внешнего магнитного поля и приведены поля спин - переориентационных переходов. Показано, что наличие или отсутствие структурных искажений в Nd_2CuO_4 может быть обнаружено при

исследовании поведения мягкой моды антиферромагнитного резонанса при спин - переориентационных фазовых переходах в полях, перпендикулярных оси четвертого порядка.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- [1] Блинкин В.А., Витебский И.М., Колотий О.Д., Лавриненко Н.М., Семиноженко В.П., Соболев В.Л. Влияние особенностей кристаллической структуры на магнитные свойства Nd_2CuO_4 // ЖЭТФ.- 1990- т.98.- N6(12).- С.2098-2109.
- [2] Блинкин В.А., Витебский И.М., Ларионов М.М., Пашкевич Ю.Г., Соболев В.Л. Спиновые волны, двухмагнонное поглощение света и неупругое рассеяние нейтронов в Nd_2CuO_4 : Препринт ИМК-92-3/ИМК.- Харьков.- 1992.- 35с.
- [3] Блинкин В.А., Пашкевич Ю.Г., Еременко В.В., Пишко В.В., Звягин С.А. Антиферромагнитный резонанс в Nd_2CuO_4 // Физ. Низк. температур.- 1992.- т.18- N11.- С..

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- [1] Skanthakumar S., Zhang H., Clinton T.W., Li W.-H., Lynn J.W., Fisk Z., Cheong S.-W. Magnetic Phase Transitions and structural distortion in Nd_2CuO_4 // Physica C.- 1989.- V.160.- N.2.- P.124-128.
- [2] Rosseinsky M.J., Prassides K. Magnetic aspects of the T' phase in the $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ -system.// Physica C.- 1989.- V.162-164.- P.522-523.
- [3] Saeman C.L., Ayoub N.Y., Bornholm T. et al. Magnetic and superconducting properties of the electron-doped compounds

$Ln_{2-x}M_xCuO_{4-y}$ ($Ln=Pr, Nd, Sm, Eu, Gd; M = Ce, Th$)//
Physica.C.- 1989.- 159.- P.391

- [4] Ghamaty S., Lee B.W. et al. Low Temperature specific heat of Ln_2CuO_4 ($Ln=Pr, Nd, Sm, Eu$ and Gd) and $Nd_{1.85}M_{0.15}CuO_{4-y}$ // Physica.C.- 1989.- v.160.- P.217.
- [5] Vitebskii I.M., Yeremenko A.V., Pashkevich Yu.G., Sobolev V.L., Fedorov S.A. One-magnon light scattering in exchange-noncollinear Nd_2CuO_4 // Physica C.- 1991.- v.178.- P.189-192.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред.// М.- НАУКА.- 1982.- 620с.
- [7] Барьяхтар В.Г., Пашкевич Ю.Г., Соболев В.Л. Рассеяние света на магнонах и магнитооптические эффекты в многоподрешоточных магнетиках.// ЖЭТФ.- 1983.- т.85.- N5(11).- С.1625-1637.
- [8] Еременко А.В., Пашкевич Ю.Г., Соболев В.Л., Федоров С.А. Спиновые волны и одномагнонное рассеяние света в La_2CuO_4 : Препринт ИМК-89-13./ ВНИИ монокристаллов.- Харьков.- 1989.- 42с.
- [9] В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, В.М. Локтев, Д.А. Яблонский Магнитная фазовая диаграмма антиферромагнетика La_2CuO_4 в поперечном магнитном поле//СФХТ.-1990.-т.3.-N8.-с.1795.
- [10] Переверзев Ю.В., Степанов А.А. Нерезонанное поглощение СВЧ поля в низкоразмерных антиферромагнетиках// Физ. Низк. температур.- 1977.- т.3.- N3.- С.351-355.
- [11] Прозорова Л.А., Смирнов А.И. Поглощение СВЧ энергии тепловыми магнонами в слоистом антиферромагнетике $BaMnF_4$ // Письма в ЖЭТФ.- 1976.- т.23.- N3.- С.148-152.
- [12] Еременко В.В., Звягин С.А., Пашкевич Ю.Г., Пишко В.В., Соболев В.Л., Федоров С.А. Двухмагнонное поглощение и особенности спектра спиновых волн многоподрешоточных антиферромагнетиков// ЖЭТФ.- 1987.- т.93- в.6.- С.2075-2089.

- [13] Еременко В.В., Звягин С.А., Пашкевич Ю.Г., Пишко В.В., Соболев В.Л., Федоров С.А. Спектры спиновых волн в многоподрешеточных антиферромагнетиках. Двухмагнонное поглощение на обменных модах: Препринт ИТФ-86-34Р/ Институт теоретической физики.- Киев.- 1986.- 34с.
- [14] Алистратов А.Л., Криворучко В.И., Степанов А.А., Яблонский Д.А. Двухмагнонное поглощение в четырехподрешеточном квазидвумерном релятивистском антиферромагнетике// Физ. Низк. температур.- 1988.- т.14.- N4.- С.374-385.
- [15] Vitebskii I.M., Knigavko A.B., Pashkevich Yu.G. Spin-reorientation phase transition in Nd_2CuO_4 under a magnetic field. Unusual manifestation of magneto elastic coupling: Preprint ISC-92-11/ ISC.- Kharkov.- 1992.- 13p.

Ответственный за выпуск — доктор физ.-мат. наук Витебский И.М.

Подписано к печати 04.11.92 г.
Формат 60x84 1/16. Уч.-изд. л. 1,1.
Тираж 100. Зак. 29. Бесплатно.

Ротапринт Института монокристаллов
Харьков, пр. Ленина, 60
30-70-97

Ab 26.344

Ab 26.344