

# Случайная анизотропия квази-2D антиферромагнетиков $R_2CuO_4$ ( $R = Nd, Pr, Sm, Gd, Eu$ )

© Е.И. Головенчиц, В.А. Санина

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: E.Golovenchits@shuvpop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 13 ноября 1998 г.)

Изучаются механизмы случайной анизотропии для кристаллов  $R_2CuO_4$ , обусловленной наличием эффективных взаимодействий между моментами редкоземельных ионов и между орбитальными моментами ионов  $Cu^{2+}$  через спиновые флуктуации. Из анализа экспериментальных данных для кристаллов  $R_2CuO_4$  ( $R = Eu, Pr, Gd$ ) проводятся оценки величин эффективных полей случайной анизотропии.

Кристаллы семейства  $R_2CuO_4$ , где ( $R = Pr, Nd, Gd, Sm, Eu$ ) принадлежат к классу квазидвумерных (квази-2D) гейзенберговских антиферромагнетиков, построенных на основе квадратных решеток ионов  $Cu^{2+}$  со спином  $S = 1/2$  в слоях  $CuO_2$ . Все кристаллы семейства, за исключением  $Gd_2CuO_4$ , обладают тетрагональной симметрией  $T'(I4/mmm)$  [1]. В  $Gd_2CuO_4$  при  $T \sim 660$  К имеется структурный фазовый переход из высокотемпературной тетрагональной  $T'$  в низкотемпературную орторомбическую фазу с пространственной группой  $Acam$  [2].

В соответствии с данными нейтронных измерений интенсивности Брэгговских пиков (см., например, [3]) температура Нееля для антиферромагнетиков  $R_2CuO_4$  составляет обычно  $T_N \simeq 250-300$  К. При этом полагается, что ниже  $T_N$  в  $Cu$ -подсистеме имеется 3D однородный дальний антиферромагнитный порядок.

Однако исследования СВЧ спиновой динамики для кристаллов  $R_2CuO_4$  ( $R = Eu, Pr$ ) обнаружили наличие 2D однородных, хорошо определенных спин-волновых возбуждений типа спиновых волн в широкой области температур как при  $T \ll T_N$ , так и при  $T \gg T_N$  [4,5]. Одновременное экспериментальное наблюдение проявлений 3D и 2D состояний при температурах  $T < T_N$  приводят к предположению о наличии в тетрагональных кристаллах  $R_2CuO_4$  квази-2D Random Field (RF) состояния. Таким образом, полагается, что при  $T < T_N$  3D антиферромагнитное упорядочение существует в областях ограниченного масштаба и имеются 2D гейзенберговские антиферромагнитные спиновые флуктуации с большими корреляционными радиусами [5,7].

Наличие 2D гейзенберговских антиферромагнитных спиновых флуктуаций характерно для всего класса квази-2D соединений, построенных на слоях  $CuO_2$ , при отсутствии однородного 3D дальнего антиферромагнитного порядка [8]. Корреляционный радиус этих флуктуаций определяется формулой [8]

$$\xi = a \exp(2\pi\rho_s/k_B T), \quad (1)$$

где  $a$  — постоянная решетки, а  $2\pi\rho_s \simeq 1500$  К — 2D антиферромагнитная спиновая жесткость. Величина

$2\pi\rho_s \simeq J$ ,  $J$  — константа 2D гейзенберговского антиферромагнитного обмена. При  $T = 200$  К значение  $\xi \simeq 2000 a$ .

Экспериментально 2D гейзенберговские антиферромагнитные спиновые флуктуации наблюдались при неупругом рассеянии нейтронов в  $La_2CuO_4$  только при температурах  $T \geq T_N$  [9]. Для тетрагональных кристаллов  $R_2CuO_4$  аналогичных исследований не проводилось. Отметим, что в то время как свойства слоев  $CuO_2$  для всех упомянутых выше кристаллов подобны, характер межслоевых и анизотропных взаимодействий кристаллов  $La_2CuO_4$  и  $R_2CuO_4$  существенно различен и ожидать полной аналогии в свойствах этих кристаллов не следует. Действительно, в кристаллах  $R_2CuO_4$  в отличие от  $La_2CuO_4$  расположение ионов  $Cu^{2+}$  в соседних слоях  $CuO_2$  таково, что в приближении среднего поля величины межслоевых молекулярных полей равны нулю. При этом связь между слоями обеспечивается флуктуационными взаимодействиями. В  $R_2CuO_4$  с магнитными редкоземельными ионами (РЗИ) имеются также и  $3d-4f$  взаимодействия.

Характер межслоевых и анизотропных взаимодействий, а также 3D антиферромагнитного упорядочения для тетрагональных кристаллов  $R_2CuO_4$  теоретически изучался в работах [10–12]. В [12] рассматривалось псевдодипольное взаимодействие в  $Cu$ -подсистеме, позволяющее объяснить неколлинеарное 3D антиферромагнитное упорядочение, которое фиксируется в нейтронных экспериментах. В работах [10,11] рассматривались механизмы анизотропии тетрагональных кристаллов  $R_2CuO_4$ , обусловленные как взаимодействиями внутри  $Cu$ -подсистемы, так и взаимодействием магнитных редкоземельных ионов  $R^{3+}$  с ионами  $Cu^{2+}$ . Изучалась также и роль анизотропных взаимодействий при формировании квази-2D состояний. Однако во всех этих работах для изучаемых кристаллов рассматривалось однородное 3D антиферромагнитное упорядочение при температурах  $T \leq T_N$ .

Если же принять, что в тетрагональных кристаллах  $R_2CuO_4$  имеется квази-2D RF состояние и при  $T < T_N$  имеются 2D спиновые флуктуации с большими корреляционными радиусами  $\xi \gg a$ , то при рассмотрении

межслоевых и анизотропных взаимодействий необходимо учитывать также и эффективные взаимодействия через эти флуктуации. Это — эффективное обменное взаимодействие  $R^{3+}-R^{3+}$  через  $2D$  антиферромагнитные спиновые флуктуации ( $f-d-f$  обмен) и орбиталь-орбитальное взаимодействие ионов  $Cu^{2+}$  через эти же флуктуации. Задача данной работы — изучение влияния таких эффективных взаимодействий на анизотропию кристаллов  $R_2CuO_4$ .

Ранее анизотропные  $3d-4f$  взаимодействия и  $f-d-f$  обмен изучались в редкоземельных ортоферритах, ортохромитах и гранатах [13,14]. Было показано, что анизотропия  $3d$  подсистемы в большой степени определяется состоянием намагниченных  $4f$  ионов. При этом непосредственное  $4f-4f$  обменное взаимодействие обычно приводит к упорядочению  $4f$  ионов лишь при температурах  $T \leq 10$  К. Однако в редкоземельных магнетиках, содержащих и  $3d$  ионы, имеется также поляризационный (флуктуационный)  $f-d-f$  обмен (см. [14–16]), при учете которого может возникать упорядочение  $4f$  ионов с более высокими температурами, чем от непосредственного  $4f-4f$  обмена. В результате, при температурах  $T \gg 10$  К возможно появление внутреннего эффективного поля анизотропии для  $3d$ -подсистемы, обусловленного воздействием упорядоченной за счет  $f-d-f$  взаимодействия подсистемы РЗИ.

Для кристаллов  $R_2CuO_4$  с магнитными РЗИ в работах [17,18] при температурах  $T \geq 10$  К наблюдались максимумы намагниченности РЗИ (например, для  $Gd_2CuO_4$   $T_{max} \simeq 20$  К и имеется мощный хвост намагниченности вплоть до 200 К, см. рисунок). Авторы предполагали, что наблюдаемые ими особенности обусловлены обменными взаимодействиями  $R-Cu$  и  $Cu-Cu$ . Полагаем, что обнаруженные максимумы могут соответствовать температурам упорядочения  $4f$  ионов за счет  $f-d-f$  обмена.

Согласно [6], для существования орбиталь-орбитального взаимодействия через  $2D$  гейзенберговские антиферромагнитные спиновые флуктуации в тетрагональных кристаллах  $R_2CuO_4$  необходимо наличие вырожденного основного орбитального состояния ионов  $Cu^{2+}$  (тетрагональный дублет  $d_{xz}, d_{yz}$ ) либо подмешивания возбужденного тетрагонального дублета к основному синглету.

Будет предполагать такое основное орбитальное состояние для тетрагональных кристаллов  $R_2CuO_4$ . Заметим, что основное орбитальное состояние в виде синглета  $d_{x^2-y^2}$  с подмешиванием тетрагонального дублета  $d_{xz}, d_{yz}$  предполагалось в работе [10] для объяснения наблюдаемой анизотропии в плоскости  $ab$  в тетрагональных кристаллах  $R_2CuO_4$ . Основное орбитальное состояние для  $Eu_2CuO_4$  в виде тетрагонального дублета  $d_{xz}, d_{yz}$  (либо достаточно сильного подмешивания такого дублета к синглету) следует из экспериментальных результатов работы [19].

Далее будет показано, что оба механизма анизотропии, обусловленные эффективными взаимодействиями

РЗИ или орбитальных моментов ионов  $Cu^{2+}$  через  $2D$  антиферромагнитные спиновые флуктуации, приводят к случайной анизотропии достаточно большой величины.

Далее в разделе 1 рассматривается эффективный  $f-d-f$  обмен и случайная анизотропия, обусловленная этим обменом; в разделе 2 учитывается спин-орбитальное взаимодействие, рассматривается эффективное орбиталь-орбитальное взаимодействие ионов  $Cu^{2+}$  через  $2D$  спиновые флуктуации и случайная анизотропия, обусловленная этим взаимодействием; в разделе 3 проводится анализ механизмов случайной анизотропии для кристаллов  $R_2CuO_4$  ( $R = Eu, Pr, Gd$ ).

## 1. Анизотропия, обусловленная $f-d-f$ обменным взаимодействием в кристаллах $R_2CuO_4$

Рассмотрим гамильтониан

$$\mathcal{H} = \sum J_{ij}^{d-d} S_i S_j + \sum_{\alpha, \beta, ik} J_{\alpha, i; \beta, k}^{d-f} S_i^\alpha I_k^\beta. \quad (2)$$

Здесь  $J_{ij}^{d-d}$  — обменная константа  $2D$  гейзенберговского антиферромагнитного обмена между ближайшими соседними ионами  $Cu^{2+}$  в узлах  $i$  и  $j$  в слоях  $CuO_2$ ;  $J_{\alpha, i; \beta, k}^{d-f}$  — компонента тензора  $d-f$  обменного взаимодействия между проекциями спинов ионов  $Cu^{2+}$  в  $i, j$  узлах решетки ( $S_i^\alpha$ ) и моментов РЗИ ( $I_k^\beta$ ) в  $k, l$  узлах решетки, ближайших сверху и снизу к слою  $CuO_2$ . В нашем случае величины  $J_{ij}^{d-d} \gg J_{\alpha, i; \beta, k}^{d-f}$ . Запишем в рамках теории возмущений, до второго порядка включительно, эффективный гамильтониан для  $4f$  подсистемы

$$\mathcal{H}_{eff}^f = \sum_{\alpha, i; \beta, k} J_{\alpha, i; \beta, k}^{d-f} \langle S_i^\alpha \rangle I_k^\beta - \sum_{\alpha, i; \beta, k} [J_{\alpha, k; \gamma, i}^{f-d} K_{\gamma, i; \eta, j}^{d-d} J_{\eta, j; \beta, l}^{d-f}] I_k^\alpha I_l^\beta. \quad (3)$$

Здесь  $\langle S_i^\alpha \rangle$  — величина среднего по конфигурациям спина ионов  $Cu^{2+}$ ;  $K_{\gamma, i; \eta, j}^{d-d} = 1/J(\langle S_i^\gamma S_j^\eta \rangle - \langle S_i^\gamma \rangle \langle S_j^\eta \rangle)$  — корреляционная функция спиновых флуктуаций ионов  $Cu^{2+}$  в слоях  $CuO_2$ . Индексы  $\alpha, \beta, \gamma, \eta$  характеризуют  $x, y, z$ -проекции соответствующих моментов.

Первая сумма в (3) описывает подмагничивание магнитных моментов РЗИ средним полем  $H_{MF}^d = J_{\alpha, i; \beta, k}^{d-f} \cdot \langle S_i^\alpha \rangle$ . Только в том случае, когда в кристалле имеется  $3D$  однородный дальний магнитный порядок в  $Cu$ -подсистеме, величины  $\langle S_i^\alpha \rangle \neq 0$  и  $H_{MF}^d \neq 0$  при  $T \leq T_N$ . Если в  $3d$  подсистеме имеется  $RF$ -состояние, то эти величины равны нулю, и в гамильтониане (3) остается только второе слагаемое.

Вторая сумма в (3) описывает эффективное  $4f-4f$  обменное взаимодействие через спиновые флуктуации с большими корреляционными радиусами (1) в слоях  $CuO_2$  —  $f-d-f$ -обмен. Учитывая гейзенберговский характер этих спиновых флуктуаций, а также обычное для редкоземельных магнетиков соотношение между величинами  $3d-4f$  обменного взаимодействия

( $J_{\alpha,i;\beta,k}^{d-f} \ll J_{\alpha,i;\alpha,k}^{d-f}$ ), запишем  $f-d-f$  обменное взаимодействие в виде [14].

$$\mathcal{H}_{eff}^f = - \sum_{\alpha:kl} (J_{\alpha,i;\alpha,k}^{d-f})^2 K_{\alpha,i;\alpha,j}^{d-d} I_k^\alpha I_l^\alpha = \sum_{\alpha:kl} A_{\alpha,k;\alpha,l}^{f-f} I_k^\alpha I_l^\alpha. \quad (4)$$

В результате РЗИ могут упорядочиваться за счет  $f-d-f$  обмена со своей температурой упорядочения. При этом возникает средний момент  $\langle I_k^\alpha \rangle \neq 0$  и эффективное поле анизотропии, действующее на ионы  $Cu^{2+}$  со стороны  $4f$  подсистемы

$$H_{\alpha,i}^A = J_{\alpha,i;\alpha,k}^{d-f} \langle I_k^\alpha \rangle. \quad (5)$$

Поскольку суммирование в (4) ведется по всем узлам решетки, взаимодействие  $A_{\alpha,k;\alpha,l}^{f-f}$  является дальнедействующим (корреляционный радиус  $\xi \gg a$ ). При этом взаимодействие  $A_{\alpha,k;\alpha,l}^{f-f}$  усиливается за счет дальнедействия, и, в результате, температура упорядочения РЗИ за счет  $f-d-f$  обмена может существенно превышать температуру упорядочения за счет непосредственного  $f-f$  обмена. Взаимодействие  $A_{\alpha,k;\alpha,l}^{f-f}$  изменяет знак на каждой постоянной решетки (из-за антиферромагнитного характера спиновых корреляций). Возникает полная аналогия с ситуацией, рассмотренной в [6], и молекулярное поле  $H_{MF}^f = A_{\alpha,k;\alpha,l}^{f-f} \cdot \langle I_k^\alpha \rangle$  является случайным. При этом упорядочение  $4f$  ионов за счет  $f-d-f$  обмена может быть либо типа  $RF$ , либо стекольным, и фазовый переход, связанный с таким упорядочением, будет размыт. Ясно, что и анизотропия, обусловленная полем  $H_{\alpha,i}^A$ , также является случайной.

Если же в  $3d$  подсистеме имеется  $3D$  однородный дальний антиферромагнитный порядок, то состояние РЗИ будет определяться как молекулярным полем подмагничивания  $H_{MF}^d$ , так и  $f-d-f$  обменным взаимодействием. В этом случае  $f-d-f$  обмен при  $T < T_N$  реализуется через спиновые волны в  $3d$  подсистеме. При этом коррелятор  $K_{\alpha,i;\alpha,j}^{d-d} = -1/J$ , а величина  $A_{\alpha,k;\alpha,l}^{f-f} = (J_{\alpha,i;\alpha,k}^{d-f})^2/J$ . Упорядочение  $4f$  ионов за счет  $f-d-f$  обмена оказывается ферромагнитным. Заметим однако, что подмагничивающее поле  $H_{MF}^d \propto \langle S_i^\alpha \rangle$  приводит к антиферромагнитным корреляциям моментов РЗИ. В результате, если вклад  $f-d-f$  обмена не пренебрежимо мал по сравнению с полем подмагничивания, то и в случае однородно упорядоченной  $3d$  подсистемы имеется основа для возникновения  $RF$  состояния для РЗИ и, следовательно, случайной анизотропии для  $3d$  подсистемы.

Таким образом, учет  $f-d-f$  эффективного обменного взаимодействия как для случая кристаллов  $R_2CuO_4$  с однородным  $3D$  антиферромагнитным упорядочением ( $Gd_2CuO_4$ ) при  $T < T_N$ , так и с квази-2D  $RF$  состоянием (например,  $Eu(Pr)_2CuO_4$ ) может приводить к случайной анизотропии в  $3d$  подсистеме, обусловленной воздействием  $4f$  ионов. В этом случае имеется качественное различие механизмов анизотропии, рассмотренных в работе [11] и в данной работе.

## 2. Анизотропия, обусловленная орбиталь-орбитальным взаимодействием через 2D гейзенберговские антиферромагнитные спиновые флуктуации

Запишем гамильтониан взаимодействий для кристаллов  $R_2CuO_4$ , в котором к гамильтониану (2) добавим спин-орбитальное взаимодействие для ионов  $Cu^{2+}$

$$H = \mathcal{H} + \sum_i \lambda S_i^z \sigma_i^z. \quad (6)$$

Здесь  $\mathcal{H}$  — гамильтониан (2),  $\lambda$  — константа спин-орбитального взаимодействия для ионов  $Cu^{2+}$ ;  $\sigma_i^z$  — проекция орбитального момента иона  $Cu^{2+}(L)$  на основной тетрагональный дублет (т.е. предполагается основное орбитальное состояние иона  $Cu^{2+}$  в виде тетрагонального дублета  $d_{xz}, d_{yz}$  либо подмешивание такого дублета к основному орбитальному синглету).

В нашем случае  $J_{ij}^{d-d} \gg J_{\alpha,i;\beta,k}^{d-f}$  и  $J_{ij}^{d-d} > \lambda$ . Полагаем, что величины  $J^{d-f}$  и  $\lambda$  одного порядка. Для выяснения роли анизотропного  $Cu-R$  и спин-орбитального взаимодействий проанализируем их отдельно, учитывая каждое из них наряду с основным 2D гейзенберговским антиферромагнитным обменом между спинами ионов  $Cu^{2+}$ . Взаимодействие  $Cu-R$  рассмотрено в предыдущем разделе. Орбиталь-орбитальное взаимодействие через 2D гейзенберговские антиферромагнитные спиновые флуктуации проанализировано в работах [6,7] для кристалла  $Eu_2CuO_4$ . По существу это взаимодействие является аналогом  $f-d-f$  обмена, но вместо момента РЗИ рассматриваются орбитальные моменты ионов  $Cu^{2+}$  в слоях  $CuO_2$ .

Эффективный гамильтониан, описывающий орбитальную подсистему, имеет вид (см. [6])

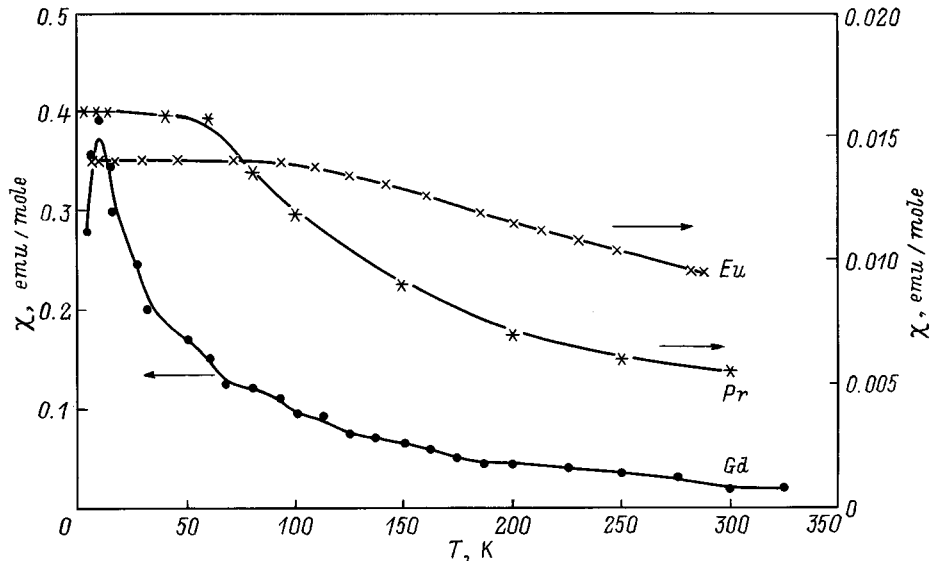
$$\mathcal{H}_{eff}^\sigma = \sum_i \lambda (S_i^z) \sigma_i^z - \sum_{ij} (\lambda)^2 K_{ij}^{zz} \sigma_i^z \sigma_j^z. \quad (7)$$

Здесь  $K_{ij}^{zz}$  — корреляционная функция 2D спиновых флуктуаций в слоях  $CuO_2$ . Для интересующего нас случая (квази-2D  $RF$  состояние) в (7) остается только второе слагаемое, описывающее эффективное орбиталь-орбитальное взаимодействие через 2D антиферромагнитные спиновые флуктуации —  $V_{ij}^{zz} = (\lambda)^2 K_{ij}^{zz}$ . Как указано в [6], взаимодействие  $V_{ij}^{zz}$  является дальнедействующим и знакопеременным на каждой постоянной решетки и приводит к образованию орбитального стекла.

Таким образом, учет  $V_{ij}^{zz}$  взаимодействия в тетрагональных кристаллах  $R_2CuO_4$  приводит к случайной одноосной анизотропии

$$H_{\lambda,i}^z = \lambda \langle \sigma_i^z \rangle, \quad (8)$$

где величина  $\langle \sigma_i^z \rangle$  — замороженный локальный орбитальный момент.



Температурные зависимости статической магнитной восприимчивости для:  $Gd_2CuO_4$  —  $\chi_{ab}$  (линия Gd);  $Eu_2CuO_4$  —  $\chi_c$  (линия Eu);  $Pr_2CuO_4$  —  $\chi_{ab}$  (линия Pr).

### 3. Анализ механизмов случайной анизотропии в кристаллах $R_2CuO_4$

Рассмотрение механизмов анизотропии, проведенное в разделах 2 и 3, позволяет сделать следующие заключения.

1) Учет  $f-d-f$  обменного взаимодействия может привести к появлению случайной анизотропии как в кристаллах  $R_2CuO_4$  с однородным квази-2D дальним магнитным порядком при  $T < T_N$ , так и в кристаллах с квази-2D  $RF$  состоянием. При этом необходимо, чтобы имелся магнитный РЗИ и величина  $f-d-f$  обменного взаимодействия не была пренебрежимо мала в сравнении с взаимодействиями, приводящими к однородной анизотропии.  $f-d-f$  обменное взаимодействие может проявляться как в тетрагональных кристаллах, так и в кристаллах с ромбическими искажениями.

2) Учет эффективного орбиталь-орбитального взаимодействия через 2D спиновые флуктуации приводит к случайной одноосной анизотропии вдоль оси  $c$  в тетрагональных кристаллах  $R_2CuO_4$ , в которых имеется основное орбитальное состояние в виде тетрагонального дублета (либо достаточная степень подмешивания возбужденного тетрагонального дублета к основному орбитальному синглету).

Оценим теперь величину случайной анизотропии, исходя из экспериментальных данных для кристаллов  $R_2CuO_4$  ( $R = Eu, Pr, Gd$ ). Для оценки полей анизотропии  $H_{\alpha,i}^A$  (5) обратимся к температурным зависимостям статической магнитной восприимчивости для этих кристаллов. На рисунке приведены восприимчивости для тех направлений кристалла, для которых они максимальны [17,20,21]. Отметим, что величины восприимчивостей всех трех кристаллов значительно превосходят восприимчивость  $\chi_{\perp} \sim 10^{-3} - 10^{-4}$  emu/mole кристалла

$La_2CuO_4$  [22], единственной магнитной системой которого являются ионы  $Cu^{2+}$  в слоях  $CuO_2$ . Полагая, что свойства слоев  $CuO_2$  для всех этих кристаллов подобны можно считать, что в случае кристаллов с магнитными РЗИ измеряется практически восприимчивость подсистемы РЗИ. При этом величина  $\langle I_k^{\alpha} \rangle \propto \chi$ . Будем предполагать близкими константы  $d-f$  обменных взаимодействий для  $R_2CuO_4$  с разными РЗИ по аналогии с ситуацией в других магнитных кристаллах с РЗИ [13,14]. Тогда и величины эффективных полей анизотропии  $H_{\alpha,i}^A \propto \chi$ . Из рисунка видно, что имеет место соотношение величин  $\chi_{ab}^{Gd} \gg \chi_{ab}^{Pr} \sim \chi_c^{Eu}$  и, следовательно, соотношение величин полей анизотропии —  $H_{\alpha,i}^A(Gd) \gg H_{\alpha,i}^A(Eu) \simeq H_{\alpha,i}^A(Pr)$ .

Оценка величины поля анизотропии  $H_{A,i}^z$  (8) для  $Eu_2CuO_4$ , обусловленного орбиталь-орбитальным взаимодействием ионов  $Cu^{2+}$  через спиновые флуктуации в слоях, была приведена в работах [4,5] — эффективная температура анизотропии  $T_a \simeq 250$  К. Будем полагать, что для всех тетрагональных кристаллов  $R_2CuO_4$ , имеющих одинаковое ближайшее окружение ионов  $Cu^{2+}$  в кристаллической решетке и соответственно однотипное основное орбитальное состояние, величины орбиталь-орбитального взаимодействия через спиновые флуктуации близки. Действительно, исследования СВЧ спиновой динамики кристалла  $Pr_2CuO_4$  [5] показали, что ситуация подобна той, которая наблюдалась в  $Eu_2CuO_4$ , и величины полей одноосной анизотропии  $H_{A,i}^z$  в этих кристаллах близки.

Случайное поле анизотропии  $H_{A,i}^z$  не зависит от температуры в области температур  $T \ll 2\pi\rho_s \sim 1500$  К. В то же время поле анизотропии  $H_{\alpha,i}^A$ , обусловленное  $f-d-f$  обменом, существенно зависит от температуры, так как определяется средним моментом РЗИ и может играть заметную роль лишь при сравнительно низких

температурах. В результате в кристаллах  $R_2CuO_4$  при изменении температуры возможны фазовые переходы, обусловленные переключением механизма преобладающей анизотропии. При таких фазовых переходах возможно изменение как магнитных, так и структурных свойств кристаллов. Действительно, орбиталь-орбитальное взаимодействие через спиновые флуктуации приводит также и к структурным искажениям решетки (см [6,7]).

Будем полагать, что структурный и магнитный фазовые переходы в  $Eu_2CuO_4$  при температуре  $T \sim 150$  К являются такими фазовыми переходами, при которых происходит переключение механизма анизотропии: при  $T \geq 150$  К преобладает поле анизотропии  $H_{A,i}^z$ , а при  $T < 150$  К —  $H_{\alpha,i}^A$ . При  $T \simeq 150$  К величины этих полей сравниваются ( $H_{\alpha,i}^A(T = 150 \text{ К}) \simeq H_{A,i}^z$ ).

В работах [4,5] в кристаллах  $R_2CuO_4$  ( $R = Eu, Pr, Gd$ ) было обнаружено изменение знака действительной части динамической магнитной восприимчивости вдоль оси  $c$  ( $Re(\chi_c)$ ), которое наблюдалось при температурах  $T \simeq T^*$  ( $T^* = 90$  К для  $R = Pr$ ;  $T^* = 120$  К для  $R = Eu$ ;  $T^* = 290$  К для  $R = Gd$ ). Такое изменение знака  $Re(\chi_c)$  обусловлено изменением характера магнитной анизотропии при соответствующих температурах [4,5]. Если считать, что изменение анизотропии обусловлено описанным выше процессом переключения от эффективного поля  $H_{\alpha,i}^A$  (при  $T \leq T^*$ ) к  $H_{A,i}^z$  (при  $T \geq T^*$ ), то величины статической магнитной восприимчивости при температурах  $T = T^*$  для всех трех кристаллов должны быть близки. Обращаясь к рисунку, видим, что действительно величины статической восприимчивости  $\chi_{ab}^{Gd}(T = 290 \text{ К}) \simeq \chi_{ab}^{Pr}(T = 90 \text{ К}) \simeq \chi_c^{Eu}(T = 120 \text{ К})$ .

Итак, в работе показано, что в кристаллах  $R_2CuO_4$  имеются механизмы случайной анизотропии, обусловленные  $f-d-f$  обменом и орбиталь-орбитальным взаимодействиями через спиновые возбуждения. Конкуренция между рассматриваемыми механизмами анизотропии может приводить к фазовым переходам, при которых изменяются характер магнитной анизотропии и локальных структурных искажений.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 97-02-18061).

## Список литературы

- [1] H. Müller-Buschbaum, W. Wollschlager. *Z. Anorg. Allg. Chem.* **414**, 76 (1975).
- [2] M. Braden, W. Paulus, A. Cousson, P. Vigoureux, G. Heger, A. Goukassov, P. Bouges, D. Petitgrand. *Europhys. Lett.* **25**, 625 (1994).
- [3] T. Chattopadhyay, J.W. Lynn, N. Rosov, T.E. Grigereit, S.N. Barilo, D.I. Zhigunov. *Phys. Rev.* **B49**, 9944 (1994).
- [4] Е.И. Головенчиц, С.Л. Гинзбург, В.А. Санина, А.В. Бабинский. *ЖЭТФ* **107**, 1641 (1995).
- [5] Е.И. Головенчиц, В.А. Санина. *ФТТ* **41**, 8, 0000 (1999).
- [6] А.В. Бабинский, С.Л. Гинзбург, Е.И. Головенчиц, В.А. Санина. *Письма в ЖЭТФ* **57**, 5, 289 (1993).
- [7] Е.И. Головенчиц, В.А. Санина, А.В. Бабинский. *ЖЭТФ* **110**, 714 (1996).
- [8] S. Chakravarty, B. Halperin, D. Nelson. *Phys. Rev.* **B39**, 2344, (1989).
- [9] Y. Endoh, K. Yamada, R.J. Birgeneau, D.R. Gabbe, H.P. Jenssen, M.A. Kastner, C.J. Peters, P.J. Picone, T.R. Thurston, J.M. Tranguada, G. Shirane, Y. Hidaka, M. Oda, Y. Enomova, M. Suzuki, T. Murakami. *Phys. Rev.* **B37**, 7443 (1988); K. Yamada, K. Kakurai, Y. Endoh, T.R. Thurston, M.A. Kastner, R.J. Birgeneau, G. Shirane, Y. Hidaka, T. Murakami. *ibid.* **B40**, 4557 (1989).
- [10] T. Yildirim, A.B. Harris, A. Aharony, O. Entin-Wohlan. *Phys. Rev.* **B52**, 10 289 (1995).
- [11] R. Sachidanandam, T. Yildirim, A.B. Harris, A. Aharony, O. Entin-Wohlan. *Phys. Rev.* **B56**, 260 (1997).
- [12] D. Petitgrand, S.V. Maleev, Ph. Bourges, A. Ivanov. *Phys. Rev.* **B59**, 2, 1079 (1999).
- [13] А.К. Звездин, В.М. Матвеев, А.А. Мухин, А.И. Попов. *Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах.* Наука, М. (1985).
- [14] Е.И. Головенчиц, В.А. Санина. *ФТТ* **26**, 1640 (1984).
- [15] Е.И. Головенчиц, Б.Д. Лайхтман, В.А. Санина. *Письма в ЖЭТФ* **31**, 243 (1980).
- [16] Е.Ф. Шендер. *ЖЭТФ* **83**, 326 (1982).
- [17] S.-W. Cheong, S.E. Brown, Z. Fisk, S.B. Oseroff, M. Tovar, D.C. Vier, S. Shultz. *Phys. Rev.* **B39**, 6660 (1989).
- [18] S.B. Oseroff, D. Rao, F. Wright, M. Tovar, D.C. Vier, S. Shultz, J.D. Thompson, Z. Fisk, S.-W. Cheong. *Sol. Stat. Commun.* **70**, 1159 (1989).
- [19] Е.И. Головенчиц, В.А. Санина, А.А. Левин, Ю.И. Смолин, Ю.Ф. Шепелев. *ФТТ* **39**, 1600 (1997).
- [20] А.В. Бабинский, Е.И. Головенчиц, Н.В. Морозов, В.А. Санина, Л.М. Сапожникова. *ФТТ* **34**, 60 (1992).
- [21] P. Allenspach, S.-W. Cheong, A. Dommann, P. Fisher, Z. Fisk, A. Furrer, H.R. Ott, B. Rupp. *Z. Phys. B — Condensed Matter* **77**, 185 (1989).
- [22] T. Thio, T.R. Thurston, N.W. Preyer, P.J. Picone, M.A. Kastner, H.P. Jenssen, D.R. Gabbe, C.Y. Chen, R.J. Birgeneau, A. Aharony. *Phys. Rev.* **B38**, 905 (1988); T. Thio, C.Y. Chen, B.S. Freer, D.R. Gabbe, H.P. Jenssen, M.A. Kastner, P.J. Picone, N.W. Preyer, R.J. Birgeneau. *Ibid.* **41**, 231 (1990).