993 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 35, № 10
993 SOLID STATE PHYSICS Vol. 35, N 10

УДК 537.312

АНИЗОТРОПИЯ ПАРАМАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ВТСП

Е.В.Розенфельд, Ю.П.Ирхин, Л.Д.Финкельштейн

Проведен расчет парамагнитной восприимчивости χ с учетом кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия. Получено, что $\Delta\chi = \chi_{\parallel} - \chi_{\perp} > 0$ при выходе на уровень Ферми состояний $x^2 - y^2$ и лежащих вблизи их состояний xy и $\Delta\chi < 0$ для состояний $x^2 - y^2$ и xz, yz. Эксперименту соответствует первый случай. Оценка глубины расположения xy-уровней под E_F (~ 1 эВ) согласуется с результатами зонных расчетов. Обсуждается возможность объяснения температурной зависимости восприимчивости. Указывается на важность измерения анизотропии спектральных и магнитных характеристик в базисной плоскости, что может быть использовано для определения занятости состояний различной симметрии на уровне Ферми.

1. Важное значение для выяснения механизма ВТСП имеет установление типа состояний электронов, ответственных за сверхпроводящий ток. В литературе имеется ряд работ по рентгеновским спектрам меди и кислорода, в которых исследуется природа электронных состояний вблизи уровня Ферми. Особенный интерес представляют поляризационные спектры, которые прямо указывают на характер симметрии соответствующих волновых функций. Информация такого типа интересна не только сама по себе. Она может оказаться весьма важной для конкретизации механизма сверхпроводимости в ВТСП.

При интерпретации анизотропии поляризационных спектров обычно используются состояния $x^2 - y^2$, $3z^2 - r^2$ для ионов меди и P_x, P_y, P_z-орбитали ионов кислорода [1–4]. Хотя основную роль, по-видимому, играют плоскостные орбиты, в последнее время было обращено внимание на важную роль P_z-орбит вершинного кислорода. В частности, в работе [1] была найдена корреляция T_c с числом дырок симметрии a_1, причем последнее может зависеть от гибридизации с P_z-орбитами вершинного кислорода.

Информация, даваемая спектральными экспериментами, не является достаточно однозначной. Согласие с теоретическими представлениями также не вполне удовлетворительное. Так, в работе [1] вычисленные зависимости числа дырок различной симметрии от концентрации стронция x довольно слабы, в то время как экспериментально наблюдается сильная зависимость соответствующих спектров поглощения меди и кислорода от x [3].

В ряде работ, посвященных электронно-энергетической структуре ВТСП, помимо Cu $x^2 - y^2$-орбиталей в плоскости (a,$в$), участвующих в образовании σ-связей, учитываются также xy-орбитали, принимающие участие в образовании π-полос. Согласно зонным расчетам [5], полосы с участием xy-орбиталей расположены ниже E_F на ~ 1 эВ, а в модельных подходах [6,7] они выходят на E_F, примешиваясь к полосе, происходящей от $x^2 - y^2$.

В связи с изложенным представляет интерес дополнительно использовать другие анизотропные характеристики для получения дополнительной информации о характере электронных состояний вблизи уровня Ферми. В данной работе будет рассмотрена анизотропия парамагнитной восприимчивости.

2. Поскольку спиновая восприимчивость изотропна, анизотропия может возникнуть только при учете спин-орбитального взаимодействия и орбитальных вкладов. Для стандартных комбинаций d-функций $x^2 - y^2$, $3z^2 - r^2$, xy, xz и yz все диагональные матричные элементы оператора орбитального момента $\hat{\mathbf{l}}$ равны нулю, что соответствует замораживанию орбитального магнетизма в нулевом приближении теории (при условии полного или частичного снятия вырождения перечисленных состояний). Размораживание может происходить за счет недиагональных матричных элементов во втором порядке (парамагнетизм Ван Флека) или за счет спин-орбитального взаимодействия

$$\hat{\mathcal{H}}_{so} = \xi(\hat{\mathbf{l}}\hat{\mathbf{s}}), \tag{1}$$

где ξ — постоянная спин-орбитального взаимодействия.

Из явного вида функций следует, что не все пары функций имеют недиагональные матричные элементы $\hat{\mathbf{l}}$, отличные от нуля. В частности, $(x^2 - y^2|\hat{\mathbf{l}}|3z^2 - r^2) = 0$, и по этой причине эта пара функций, используемых в интерпретации рентгеновских спектров, не дает вклада в магнитную анизотропию. Если предположить, что на уровень Ферми выходят только состояния $x^2 - y^2$, то размораживание $\hat{l}$ может произойти за счет переходов в xy- или в xz- и yz-состояния. Таким образом, нам необходимо найти матричные элементы $\hat{\mathcal{H}}_{so}$ между комбинациями функций $|m_l\sigma\rangle$ (m_l — проекция орбитального момента, σ — проекция спинового момента).

Далее задача может быть решена как по теории возмущений по $\hat{\mathcal{H}}_{so}$, так и путем диагонализации соответствующего детерминанта. Мы воспользуемся вторым методом (в отличие от работы [8]), однако рассмотрим в целях упрощения отдельно оба указанных случая.

1) Состояния $x^2 - y^2$ и $xy(E_{x^2-y^2} - E_{xy} = \Delta_0)$. Диагонализация секулярного уравнения приводит к следующим значениям энергии ($\lambda = \xi/\Delta_0$, $\sigma = \pm 1$):

$$E_{1,2} = \frac{1}{2}\Delta_0(1 \mp \delta^{-1}) \tag{2}$$

и соответствующим дважды вырожденным функциям, которые мы не выписываем

$$\delta = (1 + 4\lambda^2)^{-1/2}. \tag{3}$$

2) Состояния $x^2 - y^2$ и xz, yz ($E_{x^2-y^2} - E_{xz} = \Delta_0'$). В этом случае получается секулярное уравнение 6-го порядка, из которого выделяется один дважды вырожденный корень, соответствующий состояниям $|1, -1/2\rangle$ и

$|-1,1/2\rangle$ с $j_z=\pm 1/2$. Эти состояния не взаимодействуют с остальными состояниями, имеющими значения $j_z=\pm 5/2$, $\pm 3/2$, что является следствием сохранения величины j_z при осевой симметрии. Размораживание орбитального момента происходит за счет этих остальных состояний с энергиями

$$E_{1,2}=\Delta_0'\left(1-\frac{\lambda'}{2}\mp\beta'^{-1}\right), \tag{4}$$

где

$$\beta'=\left[\left(1+\frac{\lambda'}{2}\right)^2+2\lambda'^2\right]^{-1/2},$$

$$\lambda'=\xi/\Delta_0'. \tag{5}$$

3. Перейдем теперь к вычислению парамагнитной восприимчивости. В общем случае имеем (H — внешнее поле в направлении α, μ_α — соответствующая компонента магнитного момента)

$$\chi_\alpha=\lim_{H\to 0}\frac{\mathrm{Tr}\left\{\hat{\mu}_\alpha\exp\left(-\frac{\hat{\mathcal{H}}-\hat{\mu}_\alpha H}{T}\right)\right.}{H\,\mathrm{Tr}\left\{\exp(-\hat{\mathcal{H}}/T)\right.}. \tag{6}$$

После стандартных преобразований получаем

$$\chi_\alpha=\frac{1}{2}\sum_{\sigma\sigma'}|\langle 0\sigma|\,\hat{\mu}_\alpha\,|0\sigma'\rangle|^2\frac{1}{T}+\frac{1}{2}\sum_{\sigma\gamma\sigma'}{}'\frac{|\langle 0\sigma|\hat{\mu}_\alpha|\gamma\sigma'\rangle|^2}{E_{\gamma\sigma'}-E_{0\sigma}}, \tag{7}$$

где 0σ — основное, а $\gamma\sigma'$ — возбужденное состояния.

1) Состояния x^2-y^2, σ и xy, σ. Вычисляя по формуле (7) для $|0\sigma\rangle=|xy,\sigma\rangle$ и $|\gamma\sigma'\rangle=|x^2-y^2,\sigma'\rangle$, имеем

$$\chi_z=\frac{1}{T}\mu_B^2\left(1-\frac{4\lambda}{1+4\lambda^2}\right)^2+\frac{4\mu_B^2}{\Delta_0}\left(1+4\lambda^2\right)^{-3/2},$$

$$\chi_x=\frac{1}{T}\mu_B^2\frac{1}{1+4\lambda^2}+\frac{4}{\Delta_0}\lambda^2\mu_B^2\frac{1}{(1+4\lambda^2)^{3/2}}. \tag{8}$$

2) Состояния x^2-y^2,σ и xz,σ, yz,σ. Вычисляя аналогично первому случаю, получаем

$$\chi_z=\frac{\mu_B^2}{4T}\left(\frac{3}{\sqrt{1+\frac{8\lambda'^2}{(2+\lambda')^2}}}-1\right)^2+\frac{9\mu_B^2}{2\Delta_0'}\lambda'^2\beta'^3,$$

$$\chi_x=\frac{\mu_B^2}{T}\left\{\frac{1+\delta'}{2}-\frac{\sqrt{2}}{2}\sqrt{1-\delta'^2}\right\}^2+\mu_B^2(\beta'/\Delta_0)\times$$

$$\times \left(\frac{\sqrt{1-\delta'^2}}{2} + \frac{\sqrt{2}}{2}\delta' \right)^2 + \frac{2\mu_B^2 \beta'}{\Delta_0'[\beta' - 3/2\lambda']} \left(\frac{\sqrt{1-\delta'}}{\sqrt{2}} - \frac{\sqrt{1+\delta'}}{2} \right)^2, \qquad (9)$$

δ' определяется по формуле (6) с заменой $\lambda \to \lambda'$.

Сохраняя в формулах только линейные по λ члены, имеем из (8), (9) для случая 1)

$$\chi_z = \frac{\mu_B^2}{T}(1+8\lambda) + \frac{4\mu_B^2}{\Delta_0}, \quad \chi_x = \frac{\mu_B^2}{T}, \qquad (8а)$$

для случая 2)

$$\chi_z = \frac{\mu_B^2}{T}, \quad \chi_x = \frac{\mu_B^2}{T}(1+2\lambda') + \frac{\mu_B^2}{\Delta_0'}. \qquad (9а)$$

При $\Delta = \Delta_0'$ и $\lambda = \lambda'$ этот результат совпадает с результатами работы [8], в которой расчет был проделан по теории возмущений. Для вырожденных уровней xy, xz, yz (т.е. для кубической симметрии) анизотропия χ должна исчезать, что произойдет после учета состояния $3z^2-r^2$, вырожденного с x^2-y^2.

Из формул (8а), (9а) видно, что анизотропия $\Delta\chi = \chi_\| - x_\perp$ имеет разный знак для случаев 1) и 2). Известные нам экспериментальные данные [8–10], согласно которым $\Delta\chi > 0$, соответствуют случаю 1) при $\lambda > 0$. Для ионов меди Cu^{2+} с конфигурацией d^9 (что соответствует одной дырке в d-оболочке) $\lambda = -852\,\text{см}^{-1}$ [11] и $\lambda = -710\,\text{см}^{-1}$ [8]. Так как формулы (8) и (9) получены для электронов, то следует при расчете χ подставлять эти значения, взятые с обратным знаком. Таким образом, мы приходим к выводу, что знак анизотропии $\Delta\chi > 0$ соответствует взаимодействию состояний x^2-y^2 и xy.

Из условия исчезновения анизотропии в кубическом кристалле и вырождения всех t_{2g}-состояний следует, что для выхода на уровень Ферми состояния $3z^2-r^2$ будет $\Delta\chi < 0$ (и в 3 раза больше по абсолютной величине) при взаимодействии с функциями xz и yz и $\Delta\chi = 0$ при взаимодействии с xy.

Известно, что с ростом числа дырок (для $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ это соответствует росту x) роль уровня $3z^2-r^2$ возрастает как из-за увеличения числа дырок в этом состоянии [3] , так и из-за сдвига вверх энергии $3z^2-r^2$ состояний [12]. Анизотропия магнитной восприимчивости при этом должна уменьшаться и в принципе в пределе больших x могла бы изменить знак, так что $\Delta\chi$ стало бы отрицательным. По аналогии с приведенными выше формулами легко рассчитать возможность такого эффекта в зависимости от величин Δ_{xy} и $\Delta_{xz,yz}$ и чисел дырок в состояниях x^2-y^2 и $3z^2-r^2$. Однако, согласно [3], при малых x вес z^2-состояний на уровне Ферми составляет в $La_{2-x}Sr_xCu_2O_4$ всего $\sim 1.5\%$ (в противоположность, впрочем, работе [2], где он достигает 15%). Дальнейшие спектроскопические и магнитные исследования для ВТСП с разными x представляют интерес в этом отношении.

В частности, весьма полезными могли бы оказаться измерения анизотропии в базисной плоскости xy, которая должна иметь место в случае неравенства параметров решетки a и b. Такие измерения можно было бы осуществить при соответствующем измерении геометрии эксперимента (по сравнению с [3]) с поляризационными рентгеновскими спектрами и аналогично в магнитных экспериментах. При этом вычисления, аналогичные предыдущим, дают для случая выхода на уровень Ферми состояния $x^2 - y^2$ (после вычисления матричных элементов $\hat{l}_x$ и $\hat{l}_y$) следующие значения ванфлековской восприимчивости:

$$\chi_x = \frac{\mu_B^2 n}{\Delta_{xz}}, \quad \chi_y = \frac{\mu_B^2 n}{\Delta_{yz}}, \quad \Delta\chi_{xy} = \frac{\mu_B^2 n}{\Delta_{xz}\Delta_{yz}}(E_{yz} - E_{xz}), \tag{10}$$

$$\Delta_{xz} = E_{x^2-y^2} - E_{xz}, \quad \Delta_{yz} = E_{x^2-y^2} - E_{yz},$$

n — число дырок в состоянии $x^2 - y^2$. Отсюда видно, что по знаку величины $\Delta\chi$ в плоскости может быть определено относительное расположение уровней xz, yz.

Для случая выхода на E_F состояния z^2 получим аналогично

$$\Delta\chi'_{xy} = \frac{3\mu_B^2 n}{\Delta'_{xz}\Delta'_{yz}}(E_{yz} - E_{xz}), \tag{10a}$$

$$\Delta'_{xz} = E_{z^2} - E_{xz}, \quad \Delta'_{yz} = E_{z^2} - E_{yz},$$

n' — число дырок в состоянии z^2.

Если теперь из независимых данных (например, из поляризационных спектров или из теоретических расчетов) известны энергетические разности, входящие в (10) и (10a), то, добавляя условие о том, что полное число дырок в d-оболочке ионов меди есть

$$n + n' = n_0, \tag{11}$$

получаем

$$n = \frac{3n_0}{2} - \frac{\Delta\chi^{\circ}_{xy}\Delta_{xz}\Delta_{yz}}{2\mu_B^2(E_{yz} - E_{xz})}, \tag{12}$$

где

$$\Delta\chi^{\circ}_{xy} = \Delta\chi_{xy} + \Delta\chi'_{xy}$$

есть экспериментально наблюдаемая анизотропия χ в плоскости базиса. При выводе (12) использовано, что

$$\Delta_{xz} = \Delta'_{xz} \sim E_F - E_{xz}, \quad \Delta_{yz} = \Delta'_{yz} \sim E_F - E_{yz}.$$

Формула (12) связывает между собой спектральные и магнитные характеристики и позволяет определить распределение дырок между состояниями $x^2 - y^2$ и z^2 и его зависимость при изменении полного числа дырок за счет допирования.

Обсудим теперь температурную зависимость $\chi(T)$. Наше рассмотрение для модели локальных уровней дает закон Кюри (при учете обмена можно получить закон Кюри–Вейсса) для спинового и спин-орбитального вкладов и малый (при условии $T \ll \Delta_0$), не зависящий от температуры вклад типа Ван Флека. Между тем экспериментально выше температуры сверхпроводящего перехода χ почти не зависит от T [8–10]. Это противоречие может быть устранено при переходе от модели локальных уровней к зонной картине электронного спектра. Для реального расчета анизотропии $\Delta\chi$ в этом случае необходимо использовать детальную информацию численных расчетов кривых дисперсии в конкретных сверхпроводниках. Однако качественное изменение формул (8a), (9a) вполне очевидно: спиновый и спин-орбитальный вклады приобретут добавочный множитель T/ε_F (ε_F — энергия Ферми), в результате чего их относительная величина в отличие от ванфлековского вклада (не имеющего такого множителя и в зонной картине; см. работу [13]) значительно уменьшится. При этом определяющим вкладом в $\Delta\chi$ может оказаться постоянный вклад $4\mu_B^2\Delta_0$ в формуле (8).

Действительно, исходя из приближения сильно связанных электронов с атомными функциями $|xy\rangle$ и $|x^2-y^2\rangle$ (в дальнейшем обозначаются как a и b), имеем гамильтониан в следующей форме в представлении вторичного квантования в $\mathbf{k}$-пространстве:

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{\mathbf{k}\sigma}\Big\{E_{a\sigma}(\mathbf{k})a^+_{\mathbf{k}\sigma}a_{\mathbf{k}\sigma} + E_{b\sigma}(\mathbf{k})b^+_{\mathbf{k}\sigma}b_{\mathbf{k}\sigma} +$$

$$+(\xi\sigma - 2\mu_B H_z)(a^+_{\mathbf{k}\sigma}b_{\mathbf{k}\sigma} + b^+_{\mathbf{k}\sigma}a_{\mathbf{k}\sigma}) -$$

$$-\mu_B H_x(a^+_{\mathbf{k}\sigma}a_{\mathbf{k}-\sigma} + b^+_{\mathbf{k}\sigma}b_{\mathbf{k}-\sigma})\Big\}, \tag{13}$$

где

$$E_{a\sigma}(\mathbf{k}) = \varepsilon_a(\mathbf{k}) - \mu_B\sigma H_z,$$

$$E_{b\sigma}(\mathbf{k}) = \Delta + \varepsilon_b(\mathbf{k}) - \mu_B\sigma H_z, \tag{14}$$

Δ — расстояние между атомными уровнями b и a. Диагонализация гамильтониана (13) проводится методом uv-преобразования, а вычисление восприимчивости аналогично приведенному выше для случая уровней.

В результате получаем после интегрирования в $\mathbf{k}$-пространстве путем взятия средних значений для подынтегральных функций

$$\chi_z = 2\mu_B^2\left\{\overline{(1+4\lambda_{\mathbf{k}}\beta_{\mathbf{k}}^{-1})^2_F g_F} + 8\overline{(\lambda_{\mathbf{k}}^2\beta_{\mathbf{k}}^{-3})_h n_h}\right\},$$

$$\chi_x = 2\mu_B^2\left\{\overline{(\beta_{\mathbf{k}}^{-2})_F g_F} + 8\overline{[\varphi(T)\lambda_{\mathbf{k}}^2\beta_{\mathbf{k}}^{-3}]_h n_h}\right\}, \tag{15}$$

где

$$\beta_{\mathbf{k}} = (1+4\lambda_{\mathbf{k}}^2)^{1/2}, \quad \varphi(T) = 1 - e^{-\Delta_{\mathbf{k}}/T},$$

$$\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta + \varepsilon_b(\mathbf{k}) - \varepsilon_a(\mathbf{k}). \tag{16}$$

Здесь индексы F и h означают усреднение по поверхности Ферми и состояниям верхней зоны с дырками (и соответствующим им состояниям нижней зоны с теми же $\mathbf{k}$, что связано с диагональностью всех межзонных матричных элементов по $\mathbf{k}$). Далее g_F и n_h есть плотность состояний на поверхности Ферми и число дырок в верхней зоне.

Из сравнения (15) и (8) видно, что восприимчивость типа Кюри заменилась на паулиевскую, не зависящую от температуры. В противоположность этому слагаемое, соответствующее не зависящему от T ванфлековскому вкладу, в зонной теории сохраняет свой вид при хорошо выполняющемся условии $T \ll \Delta$, поскольку в этом пределе функция $\varphi(T) \to 1$.

В линейном по ξ приближении получаем из (15) соотношения типа (12), но с заменой восприимчивости Кюри на Паули. Таким образом, зонный расчет приводит к не зависящей от T восприимчивости, что согласуется с экспериментом.

Аналогичные результаты получаются в зонной схеме для случая переходов между уровнями $x^2 - y^2$ и xz, yz.

Более детальные количественные результаты могут быть получены на основе вычисления интегралов с реальными зависимостями $\varepsilon(\mathbf{k})$ и $\Delta(\mathbf{k})$.

Интересно отметить, что $\Delta_\mathbf{k}$ убывает с увеличением числа дырок в верхней полосе (что связано с разными знаками интегралов переноса в $x^2 - y^2$- и xy-полосах) и, следовательно, χ и $\Delta\chi$ будут расти. Этот вывод представляет интерес для экспериментальной проверки как рентгеновских, так и в магнитных измерениях и частично подтверждается (на образцах $A(0)$ и $A(1)$ в работе [9]).

4. В заключение остановимся на вопросе о более детальном сравнении магнитных характеристик со спектральными данными. Как мы видим, анализ магнитных данных позволяет определить расположение орбитальных состояний различной симметрии и даже величины щелей Δ между ними. Так, из (8) следует, что для согласия с экспериментом ($\Delta\chi \sim 10^{-4}$ см^3/моль [8–10]) необходимо, чтобы для $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ $\Delta_0 = E_{x^2-y^2} - E_{xy} \sim 1$ эВ. Это на порядок больше приведенной в работе [9] оценки величины Δ_0.

Выше отмечалось, что возникшее на основе зонных расчетов представление о взаимном расположении полос, содержащих $x^2 - y^2$- и xy-состояния, не имело до сих пор экспериментального подтверждения. В связи с этим успешная интерпретация в данной работе величины и знака анизотропии парамагнитной восприимчивости ВТСП материалов на основе этого представления может рассматриваться как его экспериментальное подтверждение.

Следует отметить, что величина Δ_0 получена в пренебрежении вкладом от взаимодействия z^2- и xz-, yz-орбиталей. В последних работах по рентгеновским поляризационным спектрам, использующих методику, малочувствительную к состоянию поверхности [3,14], относительный вклад z^2-орбиталей оценивается в $\sim 1.5\%$, что дает основание для их пренебрежения. В более ранней работе использовалась чувствительная к поверхности методика и вклад z^2-состояний оценивался значительно бо́льшим ($\sim 15\%$). Если тем не менее это допустить и учесть взаимодействие z^2 с xz, yz, дающее отрицательный вклад в $\Delta\chi$, то для согласия с экспериментом следует увеличить положительный вклад, т.е. предположить, что Δ_0 меньше 1 эВ. Более вероятным представляется, однако, первый вариант, основанный на более поздних рентгеноспектральных измерениях.

Для обсуждения вопроса о том, лежат ли xy-, xz-, yz-состояния полностью ниже уровня Ферми или выходят частично на E_F подобно z^2, полезно было бы проведение экспериментов по измерению анизотропии спектральных характеристик в плоскости базиса, что, возможно, позволит разделить орбитальные состояния $x^2 - y^2$ и xy, а также xz, yz. Для системы $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ очень важным представляется также исследование зависимости указанных характеристик от величины допирования x. С другой стороны, следовало бы одновременно иметь данные по анизотропии ΔX в функции x.

Список литературы

[1] Di Castro C., Feiner L.F., Crilli M. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 66. N 24. P. 3209–3212.
[2] Pompa M., Castrucci P., Li C., Udron D., Flank A.M., Lagarde P., Della Longa S., Bianconi A. // Physica C. 1991. V. 184. P. 102–112.
[3] Chen C.T., Tjeng L.H., Kwo J., Kao H.L., Rudolf P., Sette F., Fleming R.M. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 2543–2549.
[4] Ohta Y., Tohyama T., Maekawa S. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. N 4. P. 2968–2982.
[5] Massida S., Yu J., Freeman A.J. // Physica C. 1988. V. 152. N 3. P. 251–258.
[6] Aharony A., Birgeneau R.J., Kastner M.A. // J. Research and Development. 1989. V. 33. N 3. P. 287–292.
[7] Dixon M.A. // Physica C. 1991. V. 174. N 1–3. P. 117–125.
[8] Johnston D.C., Cho J.H. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 13. P. 8710–8713.
[9] Miljak M., Collin G., Hamzic A., Zlatic V. // Europhys. Lett. 1989. V. 9. N 7. P. 723–728.
[10] Kos I., Miljak M., Zlatic V. // JMMM. 1992. V. 104–107. Pt1. P. 575–576.
[11] Альтшулер С.А., Козырев Б.М. // Электронный парамагнитный резонанс. М.: ГИФЛ, 1961. 368 с.
[12] Khomskii D.I., Neimark E.I. // Physica C. 1991. V. 173. N 5–6. P. 342–346.
[13] Kubo R., Obata Y. // J. Phys. Soc. Jap. 1956. V. 11. N 5. P. 547–550.
[14] Pellegrin E., Nucker N., Fink J., Molodtsov S.L., Gutierrez A., Navas E. // Preprint.

Институт физики металлов УрО РАН
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
5 января 1993 г.
В окончательной редакции
1 июня 1993 г.