

ОБРАЗОВАНИЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ В ЛАНТАН-СТРОНЦИЕВЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ ПРИ ДОПИРОВАНИИ ЦИНКОМ

В.Е. Катаев, Е.Ф. Куковицкий, Г.Б. Тейтельбаум,
А.М. Финкельштейн

ЭПР-исследования $\text{La}_{1,82}\text{Sr}_{0,18}(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)\text{O}_4$ показали, что замещение ионов меди немагнитными ионами Zn^{2+} приводит к возникновению комплексов с локализованными магнитными моментами. При концентрациях цинка ~ 1 ат.% количество магнитных моментов близко к числу замещенных ионов. Результат важен для верификации микроскопических моделей высокотемпературных сверхпроводников.

1. Из известных результатов о влиянии замены ионов меди на ионы других элементов наиболее впечатляет подавление сверхпроводимости при допировании цинком или галлием, для чего достаточно всего 2–3 ат.% допантов^{1–3}. Это удивительно, ибо эти ионы в металлах имеют $3d^{10}$ -конфигурацию, то-есть немагнитны. Для обычной сверхпроводимости влияние такого рода примесей на температуру перехода незначительно. Следовательно, подавление T_c допированием Zn или Ga может рассматриваться как эффект, отражающий специфическую природу высокотемпературных сверхпроводников. Представляется, что замещение ионов меди Cu^{2+} есть способ непосредственного изучения электронных корреляций, так как при этом происходит исключение спинов из спиновой подрешетки. Для установления возникающих в электронной системе изменений требуются данные магнитных измерений. Имея это в виду, мы произвели ЭПР-исследования $\text{La}_{1,82}\text{Sr}_{0,18}(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)\text{O}_4$, замещая часть меди цинком (см. также⁴).

2. Измерения проводились на спектрометре Bruker ВЕР-418S на частоте 9,4 ГГц. Исследованные образцы представляли собой ориентированные магнитным полем порошки со средним размером кристаллитов ~ 5 мк, заплавленные в парафин. Величина магнитного поля, применявшегося для ориентирования, ~ 10 КГс. Магнитное поле ориентирует кристаллиты так, что CuO_2 плоскость оказывается перпендикулярной его направлению. Для контроля этой технологии были выполнены рентгеновские измерения. Степень ориентирования базисных плоскостей оказалась не ниже 90 %.

В образцах $\text{La}_{1,82}\text{Sr}_{0,18}\text{CuO}_4$ без примеси Zn ЭПР не наблюдался во всем температурном диапазоне от 6 К до 36 К, что согласуется с⁵. Начиная с концентрации цинка 0,5 ат.%, нам удалось наблюдать линию ЭПР¹⁾. На рис. 1 представлены данные ЭПР для концентрации Zn 1 ат.% и 3 ат.%. На рис. 1а и 1б дана величина резонансного поля и интегральная интенсивность линии в зависимости от температуры для магнитного поля перпендикулярного плоскости CuO_2 . Аномалии при $T \approx 150$ К для 3 ат.% и соответственно при $T \approx 80$ К для 1 ат.% напоминают те, что обычно возникают при перестройке спиновых систем. Интересные данные об угловой зависимости g -фактора представлены на рис. 1в. Отметим, что именно большая величина анизотропии g -фактора является причиной того, что на неориентированных порошках резонанс не наблюдается. Рассматривая интегральную интенсивность резонансной линии как магнитную восприимчивость локализованных спинов и считая, что их количество совпадает с числом ионов цинка, мы получили, что их эффективный магнитный момент близок к $\sqrt{3}\mu_B$ – номинальному значению для ионов Cu^{2+} : для 1 ат.% он равен $1,6\mu_B$, для 3 ат.% – $1,5\mu_B$. Для 5 ат.% величина момента оказывается значительно меньше; то есть для этой концентрации действие допантов уже не может рассматриваться как независимое.

¹⁾ При наличии избыточного кислорода резонанс в допированных цинком образцах не наблюдался, хотя на подавление T_c это не сказывалось. Возможно, что избыточный кислород приводит к эффективной спиновой релаксации.

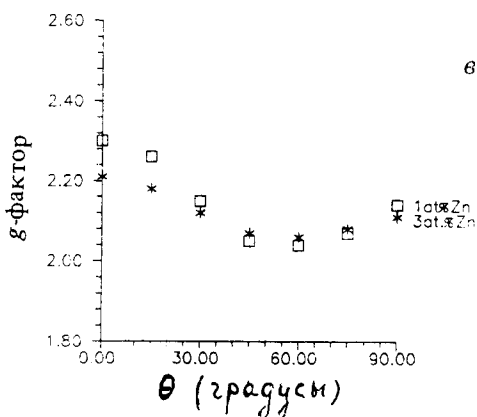
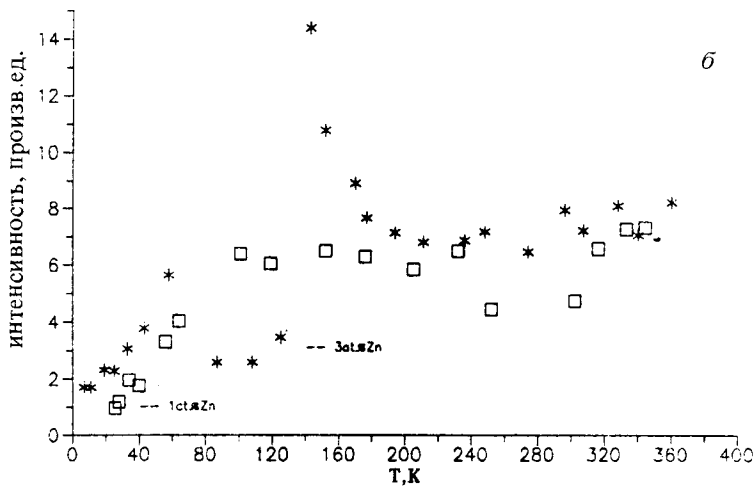
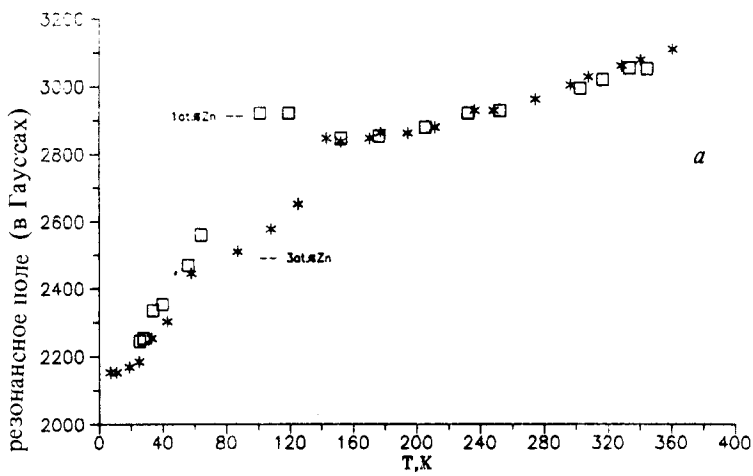


Рис. 1. Зависимость g -фактора от θ . θ – угол отклонения магнитного поля от нормали к базисной плоскости CuO_2

3. Отклонение g -фактора от $g = 2$ обусловлено размораживанием орбитального движения⁶ и зависит от величины спин-орбиты. Поэтому локализация магнитных моментов на ионах кислорода исключается малой величиной спин-орбитального взаимодействия, которое не может обеспечить наблюдаемый порядок величины Δg . Возможность того, что магнитные моменты возникают непосредственно на ионах цинка, маловероятна из-за сферической сим-

метрии этих ионов. Что же касается ионов меди, находящихся в кристаллическом поле вытянутого кислородного октаэдра, то для них полученное поведение $\Delta g(\theta)$ представляется естественным. Расщепление кристаллическим полем $3d$ -уровня приводит к тому, что для изолированного иона Cu^{2+} основное состояние имеет симметрию $3d_{x^2-y^2}$, а поправка к g -фактору за счет спин-орбиты равна $\Delta g = \Delta g_{\perp} (1 + 3 \cos \theta)$. Для ионов меди константа спин-орбитального взаимодействия $\sim 10^3$ К, а величина расщепления уровней кристаллическим полем ~ 1 эВ. Поэтому медь может обеспечить наблюдаемый порядок величины $\Delta g \sim 0,1$. Разумеется, рассмотрение изолированных ионов меди служит лишь наводящим соображением. В реальности смешивание волновых функций приводит к более сложной угловой зависимости $\Delta g(\theta)$.

Таким образом, на основе данных об отклонении g -фактора, его угловой зависимости, и из анализа величины эффективного магнитного момента мы приходим к следующему выводу: допирование цинком приводит к образованию связанного с ним комплекса с локализованным магнитным моментом, расположенным на ионе меди. Этот вывод коррелирует с измерениями статической восприимчивости χ и сопротивления ρ . В ³ было показано, что при низких T восприимчивость χ подчиняется закону Кюри–Вейсса. Кроме того, анализ поведения ρ позволил авторам ³ говорить о наличии эффекта Кондо. Проведенные на наших образцах измерения χ и ρ в общем согласуются с данными ³. Отметим, что величина эффективного магнитного момента, извлеченная из прямых измерений восприимчивости, при концентрации 1 ат.% составляет в нашем случае $1,3\mu_B$.

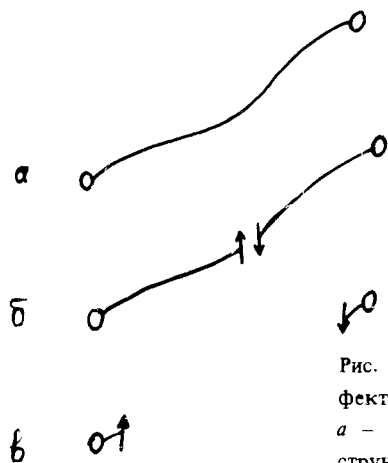


Рис. 2. Схема образования локализованных моментов. \circ — дефект — ион цинка; \rightarrow — возбуждение, несущее спин (спинон). a — Взаимодействие дефектов описывается струной; b — разрыв струны за счет рождения пары спинонов; c — сокращение обрывков струны с образованием комплекса допант-спинон

4. Поясним, почему, на наш взгляд, следует ожидать возникновения локализованных магнитных моментов в подобных системах. Известно ⁷⁻¹⁰, что задача о сильнокоррелированной электронной жидкости близка к компактной электродинамике в $2 + 1$ -измерениях ¹¹. Поэтому взаимодействие дефектов в таких системах возрастает с расстоянием по крайней мере логарифмически, а в случае конфайнмента ¹¹ даже линейно. Взаимодействия такого рода обычно описываются струнами, соединяющими дефекты. Если расстояние между дефектами достаточно большое, энергия системы может быть понижена путем разрыва струн с образованием пар спинонных возбуждений (см. рис. 2). В итоге каждый допант образует комплекс, имеющий локализованный магнитный момент.

Обсудим это для некоторых конкретных моделей. Одной из них является теория димеров — резонирующих валентных связей на соседних узлах ¹². Диссоциация димеров, сопровождающаяся рождением двух спинонов, требует большой энергии. Помимо резонанса между связями, квантовые флуктуации позволяют двигаться спинонам, а также холонам — узлам не занятым электронами. Для этой теории существенно, что на решетках типа квадратной имеется

два топологически различных типа холонов, живущих на "красной" или "черной" подрешетках исходной решетки (то же для спионов). Если энергия взаимодействия допантов достаточна для диссоциации димеров, то образуются допант-спионные комплексы, причем каждый из них состоит из объектов разного цвета. Теория димеров привлекается¹³⁻¹⁵ для описания сверхпроводимости посредством пар холонов. Разрушение такой сверхпроводимости комплексом спион-допант происходит за счет того, что холон из сверхпроводящей пары может виртуально обмениваться цветом со спионом. Это вполне аналогично подавлению обычной сверхпроводимости магнитными примесями¹⁶, с той лишь разницей, что роль спина здесь играет цвет.

Другая широко используемая модель^{9,17,18} предполагает, что спины скоррелированы антиферромагнитно внутри некоторого радиуса r_c . Спиновые переменные описываются в ней Z -квантами. Механизм образования комплексов, связывающих Z -кванты, близкий к обсуждавшемуся здесь, описан в¹⁸. Однако наблюдение ЭПР на локализованных Z -квантах представляется маловероятным. Дело в том, что для ЭПР необходимо наличие крамерсовского дублета. В антиферромагнетиках симметрия по отношению к инверсии времени связана с трансляцией, но наличие дефекта нарушает возможность трансляции. Поэтому, если комплекс со связанным магнитным моментом локализован в пределах r_c , то наблюдение ЭПР невозможно. С другой стороны концентрация допантов порядка 1 ат.% слишком высока, чтобы могли образовываться связанные комплексы, размером заметно превышающие r_c . Таким образом, согласование этой модели с фактом наблюдения ЭПР проблематично. Здесь уместно отметить, что в измерениях на антиферромагнитном $\text{La}_2(\text{Cu}_{1-x}\text{Zn}_x)\text{O}_4$ парамагнитный резонанс, связанный с допированием цинком не наблюдается.

В заключение укажем на следующее обстоятельство. Динамические дырки экранируют взаимодействие дефектов, тем самым подавляя рождение спионов. Поэтому возможно, что объяснение эффекта требует выхода за рамки моделей типа обсуждавшихся, и может служить в качестве теста микроскопических теорий высокотемпературных сверхпроводников.

Литература

1. *Gang Xiao et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 1446.
2. *Gang Xiao et al.* Phys. Rev. B, 1989, 39, 315.
3. *Cieplak M.Z. et al.* Phys. Rev. B, 1989, 39, 4222.
4. *Finkel'stein A.M. et al.* USA-USSR Conference on Frontiers in Condensed Matter Theory, december 1989, New York.
5. *Maletta H. et al.* Jap. J. Appl. Phys., 1987, 26, 1143; *Mehran F., Anderson P.W.* Sol. Stat. Comm., 1989, 71, 29.
6. *Абрагам А., Блини Б.* Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, М.: Мир, 1972.
7. *Baskaran G., Anderson P.W.* Phys. Rev. B, 1988, 37, 580.
8. *Nakamuro A., Matsui T.* Phys. Rev. B, 1988, 37, 7940.
9. *Wiegmann P.B.* Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 821.
10. *Read N., Sachdev S.* Phys. Rev. Lett., 1989, 62, 1694.
11. *Polyakov A.M.* Nucl. Phys. B, 1977, 120, 429.
12. *Kivelson S. et al.* Phys. Rev. B, 1987, 35, 8865.
13. *Rokhsar D.S., Kivelson S.* Phys. Rev. Lett., 1988, 61, 2376.
14. *Ioffe L.B., Larkin A.I.* Preprint, NSF-ITP-89-59.
15. *Fradkin E., Kivelson S.* Preprint, 1989.
16. *Абрикосов А.А., Горьков Л.П.* ЖЭТФ, 1960, 39, 1781.
17. *Wen X.G.* Phys. Rev. B, 1989, 39, 7223.
18. *Lee P.A.* Phys. Rev. Lett., 1988, 63, 680.

Казанский физико-технический институт
Академии наук СССР

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
28 декабря 1989 г.