

ПРОЯВЛЕНИЕ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА В СЛАБО ЛЕГИРОВАННЫХ КИСЛОРОДОМ МОНОКРИСТАЛЛАХ La_2CuO_4 В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ $H < 50 \text{ Э}$

А.А.Захаров, А.А.Никонов, О.Е.Парфенов

Российский научный центр "Курчатовский институт"

123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 26 июня 1996 г.

С помощью метода дифференциальной магнитной восприимчивости исследованы зависимости $\chi(T, H)$ монокристаллов $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ с $\delta < 0.015$ в магнитных полях $0.1 < H < 450 \text{ Э}$. Обнаружено, что при легировании кислородом образуются ферромагнитные области, проявляющиеся в появлении характерной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T, H)$, которая наблюдается только в магнитных полях меньше 50 Э . Это можно объяснить образованием ферронов [1] в антиферромагнитной матрице.

PACS: 74.72.Dn, 75.30.-m, 75.50.Ee,

Существование сверхпроводящего состояния в купратах требует понимания процесса образования металлического состояния при легировании исходной диэлектрической антиферромагнитной матрицы, а также процессов взаимодействия электронной и магнитной подсистем. Исследование характеристик носителей в слабо легированном состоянии существенно упрощается по сравнению с металлическим состоянием, в котором изначальные состояния перенормированы вследствие высокой концентрации носителей.

Известно, что в стехиометрическом состоянии La_2CuO_4 является антиферромагнетиком со скрытым слабым ферромагнетизмом [2]. Антиферромагнитное (АФ) состояние очень чувствительно к легированию избыточным кислородом, что подразумевает сильное взаимодействие магнитной решетки с подсистемой дырок. Механизм подавления АФ состояния до сих пор не понят. Наиболее распространенным объяснением является фрустрационный механизм, подразумевающий возможное образование квазичастиц типа феррона [1]. Наличие таких квазичастиц должно проявляться в появлении характерных особенностей поведения магнитной восприимчивости, которые можно наблюдать только в слабых магнитных полях. Во всех известных работах по изучению магнитных свойств купратов, магнитные измерения проводились в полях выше 50 Э и часть информации о магнитном поведении примесной подсистемы могла быть потеряна.

Целью работы является изучение поведения дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi_{ac} = dM/dH$ монокристаллов $\text{La}_2\text{CuO}_{4+\delta}$ в слабых магнитных полях.

Чтобы показать независимость обнаруженных свойств от метода изготовления кристаллов, измерения проводились на образцах, приготовленных двумя разными методами. Образец N1 был выращен методом раствора расплава [3] при температуре 1100°C и затем наксислораживался в бомбе при температуре 600°C и давлении кислорода 3кбара. Образец N2 был выращен безтигельным методом зонной плавки [4], наксислораживание происходило в

процессе роста. Температуры Нееля $T_{N1} = 245$ К, $T_{N2} = 235$ К. Концентрация избыточного кислорода определялась с помощью рентгена по параметрам кристаллической решетки $\delta_1 = 0.01$ и $\delta_2 = 0.015$. Мозаичность кристаллов по оси c 10 и 20' соответственно. Измерения $\chi(T)$ до 4.2 К показали отсутствие какого-либо парамагнитного возрастания восприимчивости, что указывает на отсутствие магнитных примесей. Ширина антиферромагнитных пиков меньше 10 К, что позволило оценить однородность распределения кислорода по образцу $\Delta\delta < 10^{-3}$.

Анализ литературных данных показал, что применяемые для измерения намагниченности методы для достижения необходимой чувствительности требуют относительно сильного магнитного поля (весы Фарадея, магнитометры с колеблющимся образцом). Даже СКВИДу для уверенной работы при высоких температурах приходится сильно повышать поле. Идеальной методикой для измерения магнитной восприимчивости являются измерения дифференциальной магнитной восприимчивости в слабом переменном поле. В [5] нами был предложен способ повышения чувствительности этого метода с помощью двойного синхронного детектирования. Во время измерения образец, находясь в слабом переменном магнитном поле $h = h_0 \sin \omega t$, периодически перемещается из одной приемной катушки в другую, включенную навстречу первой. В результате возникает амплитудная модуляция высокочастотного сигнала. Глубина модуляции пропорциональна χ_{ac} . В наших измерениях $h_0 = 0.1 - 30$ Э, $f = 3$ кГц, частота перемещений образца 2.5 Гц. Температура изменялась в диапазоне 4.2–350 К, величина постоянного поля, которое накладывалось параллельно переменному, составляла 0 – 450 Э.

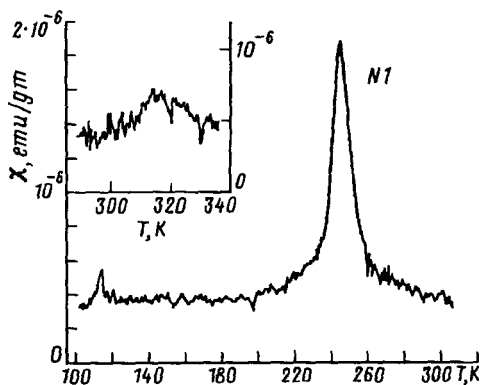


Рис.1. Магнитная восприимчивость $\chi(T)$ образца N1, измеренная в нулевом постоянном магнитном поле ($H = 0$), переменное поле $h \parallel c$ $h_0 = 3$ Э. На вставке показаны данные $\chi(T)$ после высокотемпературного отжига

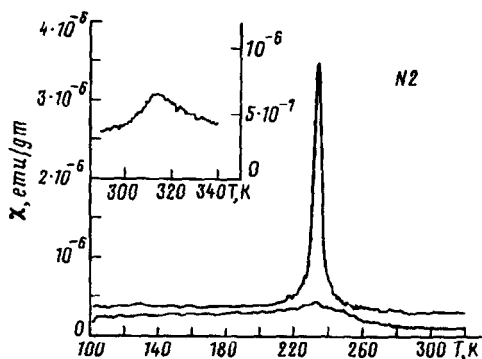


Рис.2. Магнитная восприимчивость $\chi(T)$ образца N2, измеренная в нулевом постоянном магнитном поле ($H = 0$), переменное поле $h \parallel c$ и $h \perp c$ (верхняя и нижняя кривая соответственно), $h_0 = 3$ Э. На вставке показаны данные $\chi(T)$ после высокотемпературного отжига

На рис.1 и 2 показаны зависимости $\chi_{ac}(T)$, измеренные в нулевом магнитном поле H , амплитуда переменного поля $h_0 = 3$ Э. На вставках показаны зависимости $\chi_{ac}(T)$, после высокотемпературного отжига в вакууме $T = 700^\circ\text{C}$, $t = 10$ час. Видно, что для образцов без избыточного кислорода $\chi_{ac}(T)$ имеет известную [2] для перехода в АФ состояние со скрытым слабым ферромаг-

нетизмом форму. Из этой зависимости получено значение слабого ферромагнитного момента $m = 2 \cdot 10^{-3} \mu_b$, однако температура Нееля положительна и $\theta = 240 \text{ K}$. При расчетах принимался во внимание вклад диамагнитной восприимчивости $2.5 \cdot 10^{-7} \text{ э.е./г}$. Высота пиков для наикислороженных образцов имеет аномально высокое значение при ширине $\Delta T < 10 \text{ K}$. Выше T_N поведение магнитной восприимчивости можно описать зависимостью, характерной для нормального ферромагнитного перехода $\chi = C/(T - T_N)$, где $C = 1.4 \cdot 10^{-4}$ (для ед.объема). Предполагая, что плотность магнитных моментов ответственных за ферромагнетизм определяется количеством избыточного кислорода, то для наших образцов с $\delta = 0.01$ для величины магнитного момента получено значение $m = 1.3 \mu_b$. Это хорошо совпадает со значением магнитного момента феррона предлагаемого в различных моделях разрушения АФ состояния. У образца N1 при $T = 110 \text{ K}$ имеется маленький пик, часто наблюдаемый другими авторами и объясняемый как температура замерзания некоего магнитного состояния похожего на спиновое стекло. У образца N2 этот пик отсутствует, что может быть связано с происходящим в этом образце процессом фазового расслоения, который приводит к сверхпроводимости при $T_c = 30 \text{ K}$ с объемной долей сверхпроводимости порядка 1%. Для образца N2 показано еще измерение восприимчивости с полем направленным параллельно плоскости ab (нижняя кривая). Видно, что имеется сильная анизотропия магнитной восприимчивости как ниже, так и выше T_N . Наложение постоянного магнитного поля H параллельно оси c приводит к подавлению пиков при T_N . Уже в поле $H = 80 \text{ Э}$ форма пиков приобретает обычный вид как у отожженных образцов. Значения $m = 2 \cdot 10^{-3} \mu_b$ и $\theta = 110 \text{ K}$. Совпадение значений θ и температуры маленького пика может быть не случайным. Форма и амплитуда этого пика не зависит от поля. Изменение зависимости $\chi(T)$ и высоты пика представлено на рис.3. Наличие подобия в поведении $\chi(T, H)$ и температуры замерзания характерно для магнитных явлений типа суперпарамагнетизма связанного с образованием ферромагнитных микрообластей.

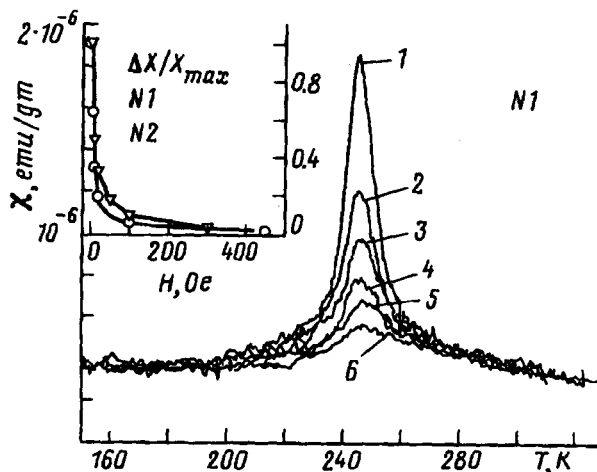


Рис.3. Полевая зависимость $\chi(T, H)$ образца N1. Постоянное поле $H \parallel c$, $H_{1-6} = 0; 10; 20; 50; 100; 300 \text{ Э}$ соответственно, $H_0 = 3 \text{ Э}$. На вставке показана зависимость высоты пика за вычетом остаточного состояния, отнормированная по пику снятому в нулевом поле для двух образцов

С ростом концентрации дырок при допировании La_2CuO_4 АФ состояние постепенно разрушаясь переходит в состояние, близкое к спиновому стеклу.

Обнаруженные нами особенности поведения дифференциальной магнитной восприимчивости можно объяснить образованием одной дыркой ферромагнитной области – феррона, с магнитным моментом $m = 1.3\mu_B$. Однако такое объяснение не является единственным и для подтверждения требует исследования магнитной микроструктуры. Если роль избыточного кислорода более или менее ясна, то роль скрытого слабого ферромагнетизма еще не выявлена, что предполагает проведение измерений на кристаллах с другой структурой не допускающей существование последнего.

Авторы выражают благодарность Ожогину В.И. и Бажану А.Н. за участие в обсуждении полученных результатов, а также Шикову А.А. и Цетлину М.Б. за предоставленные образцы.

-
1. A.Aharony, R.J.Birgeneau, A.Coniglio et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 1330 (1988); L.I.Glazman and A.S.Ioselevich, Z. Phys. B **80**, 268 (1990).
 2. T.Thio et al., Phys. Rev. **B38**, 905 (1988); А.С.Боровик-Романов, А.И.Буздин, Н.М.Крейнес, С.С.Кротов, Письма в ЖЭТФ **47**, 600 (1988); А.Н.Бажан, В.Н.Бевз, В.А.Мержанов и др., Письма в ЖЭТФ **48**, 21 (1988).
 3. S.N.Barilo, A.P.Ges, S.A.Guretski et al., Int. Conf. on HTSC: Material Aspect, Garmisch-Partenkirchen, **1**, 107 (1990).
 4. А.М.Балбашев, D.A.Shulyatev, G.Kh.Panova et al., Phys. C **256**, 371 (1996).
 5. А.А.Никонов, ПТЭ **6**, 168 (1995).